

T H E S E

présentée à l'U.E.R. de Physique de l'Université de Nantes

par

José UZUREAU

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES - SCIENCES PHYSIQUES

ETUDE DE LA REACTION (d,n) SUR CERTAINS NOYAUX

DE LA ZONE INTERMEDIAIRE DE LA COUCHE s - d.

STRUCTURE DES NOYAUX ^{27}Al , ^{30}P , ^{31}P ET ^{32}S

IIIIII

Soutenue le 30 Octobre 1975, devant la Commission d'Examen :

MM. P. AVIGNON Président

R. ARVIEU	}	Examineurs
A. MICHAUDON		
M. RIOU		
L.H. ROSIER		



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555012_0005

T H E S E

présentée à l'U.E.R. de Physique de l'Université de Nantes

par

José UZUREAU

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES - SCIENCES PHYSIQUES

ETUDE DE LA REACTION (d,n) SUR CERTAINS NOYAUX
DE LA ZONE INTERMEDIAIRE DE LA COUCHE s-d.
STRUCTURE DES NOYAUX ^{27}Al , ^{30}P , ^{31}P ET ^{32}S

IIIIII

Soutenue le 30 Octobre 1975, devant la Commission d'Examen :

MM. P. AVIGNON Président

R. ARVIEU	}	Examineurs
A. MICHAUDON		
M. RIOU		
L.H. ROSIER		

A ma femme,

*pour son appui et sa compréhension
de chaque instant en dépit de cir-
constances souvent difficiles.*

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur P. AVIGNON pour m'avoir confié cette étude et pour le vif intérêt qu'il n'a cessé d'y porter. Je le remercie aussi bien vivement des nombreux conseils et encouragements souvent prodigués.

Une partie importante de ce travail a été effectuée au Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel. Je prie Monsieur A. MICHAUDON, Chef du Service de Physique Nucléaire, de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde gratitude pour l'accueil qu'il m'a réservé dans son Service. Je lui suis également reconnaissant d'avoir suivi avec intérêt et bienveillance la progression de mes recherches.

Monsieur le Professeur M. RIOU, Directeur de l'I.P.N. d'Orsay, et Monsieur le Professeur R. ARVIEU de l'Université Paris-Sud, ont bien voulu me faire l'honneur de juger ce travail. Je les en remercie vivement.

Mes remerciements vont également à Monsieur le Professeur L.H. ROSIER pour avoir accepté de participer au jury mais aussi pour être, avec Monsieur le Professeur P. AVIGNON, à l'origine de la collaboration fructueuse qui s'est établie avec le Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel.

La totalité des expériences décrites dans ce mémoire a été effectuée en collaboration avec M. A. ADAM dont l'efficacité et le dynamisme m'ont toujours été très précieux. De plus, son soutien amical de chaque instant a été pour moi inestimable. Je lui en exprime ici toute ma reconnaissance.

C'est également un grand plaisir de remercier mes amis MM. S. JOLY, B. DUCHEMIN et O. BERSILLON pour la part qu'ils ont prise dans ce travail. Je remercie aussi mes collègues MM. D. ARDOUIN et C. LEBRUN avec qui j'ai eu des discussions qui m'ont été d'une grande utilité.

Je ne saurais oublier l'aide matérielle qui m'a été fournie au cours des expériences par de nombreux ingénieurs et techniciens. Je suis très heureux d'assurer de ma gratitude MM. BRISARD, BROGNON, MORO et PONCE ainsi que tous les membres du groupe des accélérateurs, du bureau de calcul et du service électronique. Que M. SNAJDERMANN soit également remercié pour la fabrication de certaines cibles.

J'exprime aussi toute ma gratitude à Mme ROCHER pour l'excellente présentation de ce texte et à Mlle A. POIRIER pour la réalisation soignée des figures.

Je remercie enfin MM. B.H. WILDENTHAL et G.C. NEILSON de m'avoir communiqué certains de leurs résultats non publiés.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE I – DISPOSITIF ET MÉTHODE EXPÉRIMENTALE	3
I-1 Description du dispositif	3
I-1-1 Faisceau	4
I-1-2 Chambre à réaction	4
I-1-3 Détecteurs	7
I-1-4 Protection des détecteurs	7
I-1-5 Électronique associée	8
I-1-6 Acquisition des données	10
I-1-7 Cibles	10
I-2 Performances du dispositif	13
I-3 Mesures préliminaires	16
I-3-1 Normalisation d'efficacité entre les six détecteurs	16
I-3-2 Efficacité absolue des détecteurs	16
I-3-3 Etalonnage en temps des détecteurs.....	18
I-4 Exploitation des résultats expérimentaux.....	19
I-4-1 Détermination des énergies d'excitation	19
I-4-2 Détermination des sections efficaces différentielles absolues	19
I-4-3 Erreurs sur les sections efficaces différentielles	21
CHAPITRE II – MÉTHODES D'ANALYSE DES RÉSULTATS.....	23
II-1 Rappels sur la théorie DWBA	23
II-1-1 Expression de la section efficace différentielle	23
II-1-2 Règles de sélection	26
II-1-3 Règles de somme	28
II-2 Noyau composé	28
II-3 Moments angulaires orbitaux et facteurs spectroscopiques expérimentaux	30
II-4 Conditions d'application de la DWBA	31
II-4-1 Introduction	31
II-4-2 Potentiels optiques des deutérons	32
II-4-3 Potentiels optiques des neutrons	33
II-4-4 Facteur de forme	35
II-4-5 Non-localité des potentiels et portée finie	35
CHAPITRE III – ÉTUDE DE LA RÉACTION $^{26}\text{Mg}(d,n)^{27}\text{Al}$ à $E_d = 6$ et 8 MeV	41
III-1 Introduction	41
III-2 Énergies d'excitation	42
III-3 Distributions angulaires.....	45
III-4 Influence des rayons des potentiels optiques sur certaines distributions angulaires	52
III-5 Facteurs spectroscopiques et intensités de transition	55

III-6 Comparaison avec les modèles nucléaires	58
III-6-1 Généralités	58
III-6-2 Modèle de Nilsson	58
III-6-3 Modèle en couches	62
III-7 Conclusion	62
CHAPITRE IV - ÉTUDE DE LA RÉACTION $^{29}\text{Si}(d,n)^{30}\text{P}$ A $E_d = 6$ ET 8 MeV	65
IV-1 Introduction	65
IV-2 Énergies d'excitation et distributions angulaires	66
IV-3 Analyse des distributions angulaires	73
IV-4 Facteurs spectroscopiques et intensités de transition	76
IV-5 Comparaison des résultats expérimentaux avec des calculs théoriques	78
IV-5-1 Niveaux de parité positive	79
IV-5-2 Niveaux de parité négative	80
IV-6 Conclusion	86
CHAPITRE V - ÉTUDE DES RÉACTIONS $^{30}\text{Si}(d,n)^{31}\text{P}$ ET $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$ A $E_d = 7$ MeV	87
V-1 Introduction	87
V-2 Étude de la réaction $^{30}\text{Si}(d,n)^{31}\text{P}$	88
V-2-1 Distributions angulaires	88
V-2-2 Facteurs spectroscopiques et intensités de transition	93
V-2-3 Comparaison des résultats expérimentaux avec les modèles	95
V-3 Étude de la réaction $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$	98
V-3-1 Distributions angulaires	98
V-3-2 Facteurs spectroscopiques et intensités de transition	106
V-3-3 Comparaison des résultats expérimentaux avec des modèles nucléaires	109
V-4 Conclusion	112
CHAPITRE VI - DISCUSSION GÉNÉRALE	113
VI-1 Validité de la méthode utilisée pour l'analyse des résultats	113
VI-2 Comparaison des facteurs spectroscopiques obtenus au moyen des réactions (d,n) et (α ,d)	114
VI-2-1 Choix des niveaux et méthode utilisée pour la comparaison	114
VI-2-2 Mise en évidence de certaines anomalies	119
VI-2-3 Effets d'isospin dans les réactions de transfert d'un nucléon	121
VI-3 Comparaison avec les prévisions théoriques	122
CONCLUSION	125
APPENDICE A	127
APPENDICE B	129
BIBLIOGRAPHIE	131

*L'essentiel n'est pas de trouver,
c'est de s'ajouter ce qu'on trouve*
Paul Valéry

INTRODUCTION

Les noyaux situés au voisinage des sous-couches $1d \frac{5}{2}$ et $2s \frac{1}{2}$ appartiennent à une région de la couche s-d où les déformations nucléaires présentent un caractère ambigu en raison de leurs brusques variations avec le nombre de masse A. Si l'on admet, désormais, que ces déformations sont relativement grandes et positives pour $A \sim 25$, plus faibles et négatives pour ^{28}Si , à nouveau positives pour ^{32}S , il n'en reste pas moins vrai que la structure de la plupart des noyaux de cette région n'est pas encore très bien comprise. Actuellement, il apparaît donc souhaitable d'obtenir le maximum d'informations expérimentales soit pour tester de manière approfondie les fonctions d'onde des modèles déjà proposés, soit pour susciter de nouveaux développements théoriques.

Dans ce but, les réactions de transfert d'un nucléon peuvent jouer un rôle important, leur étude permettant, en général, d'apporter des renseignements essentiels (moment angulaire, spin, parité, isospin, facteur spectroscopique) pour la plupart des niveaux d'énergie observés.

Des progrès considérables ayant été réalisés depuis quelques années dans le domaine de la détection des neutrons, nous avons choisi d'utiliser la réaction (d,n) sur les noyaux stables ^{26}Mg , ^{29}Si , ^{30}Si et ^{31}P afin d'atteindre les noyaux résiduels ^{27}Al , ^{30}P , ^{31}P et ^{32}S . Ces noyaux situés au voisinage des sous-couches précitées ont été peu étudiés jusqu'alors par l'intermédiaire de cette réaction, en raison probablement des difficultés inhérentes à ce type d'expériences.

L'étude développée dans ce mémoire revêt un triple intérêt.

- D'abord, elle permet, par l'analyse théorique des distributions angulaires de neutrons, d'étendre les recherches antérieures effectuées au moyen des réactions de transfert à des niveaux d'énergie d'excitation comprise entre 5 et 10 MeV où les données expérimentales font souvent défaut.
- Ensuite, et pour la première fois dans la région intermédiaire de la couche s-d, elle donne la possibilité d'établir une comparaison valable entre les facteurs spectroscopiques déterminés à par-

tir des réactions (d,n) et (τ,d) . On s'attend évidemment à ce que, pour un même état final, il y ait une grande similitude entre ces deux réactions de transfert d'un proton, toutefois, il peut exister des désaccords importants pour plusieurs niveaux (en particulier des niveaux isobariques analogues) comme tendent à le prouver quelques expériences réalisées sur des noyaux légers.

— Enfin, elle constitue un test important des fonctions d'onde calculées soit dans le cadre du modèle de Nilsson, soit dans le cadre du modèle en couches.

Le dispositif expérimental utilisé pour atteindre les buts fixés permet d'effectuer la spectrométrie des neutrons par temps de vol avec une bonne résolution en énergie ; ce dispositif et ses performances sont décrits dans le premier chapitre.

Dans le second chapitre, nous présentons les méthodes d'analyse théorique (D.W.B.A. — Hauser-Feshbach) des distributions angulaires des neutrons émis au cours des quatre réactions. Nous insistons particulièrement sur les conditions d'application de la D W B A qui sont primordiales pour la détermination des facteurs spectroscopiques.

Les résultats expérimentaux et leur interprétation théorique sont exposés dans les trois parties suivantes. Ainsi, les chapitres III et IV sont respectivement consacrés à l'étude des réactions $^{26}\text{Mg}(d,n)^{27}\text{Al}$ et $^{29}\text{Si}(d,n)^{30}\text{P}$ effectuées aux énergies incidentes de 6 et 8 MeV. Le chapitre V rend compte des résultats obtenus lors de l'étude des réactions $^{30}\text{Si}(d,n)^{31}\text{P}$ et $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$ réalisées avec un faisceau de deutérons de 7 MeV.

Enfin, une discussion générale portant sur l'ensemble de notre travail fait l'objet du chapitre VI.

■■■■■■■■

CHAPITRE I

DISPOSITIF ET MÉTHODE EXPÉRIMENTALE

I-1 DESCRIPTION DU DISPOSITIF

L'identification des nombreux groupes de neutrons pouvant être émis au cours d'une réaction $A(d, n)B$ nécessite une spectrométrie à haut pouvoir de résolution. Parmi les méthodes existantes pour déterminer l'énergie de ces neutrons, seule la technique du temps de vol permet d'obtenir des performances intéressantes.

Cette technique consiste à repérer l'instant de passage d'un même neutron aux deux extrémités de la base de vol. Dans le cas présent, la base de vol est égale à la distance D entre la cible où le neutron est produit et le scintillateur où il est détecté. Entre cette distance D , le temps de parcours du neutron t et l'énergie E de ce dernier, on a la relation $t = \frac{72,3}{\sqrt{E}} D$. Dans cette relation, E est exprimé en MeV, D en mètres et t en nano secondes.

Ainsi, pour avoir une bonne résolution en temps ou en énergie, il faut utiliser de grandes bases de vol et connaître, avec précision, les instants d'émission et de détection de chaque neutron, ce qui n'est pas sans créer des difficultés. Dans ce type d'expériences, on se heurte, par ailleurs, à une autre difficulté essentielle : la présence d'un fond important dû à des rayons gamma et des neutrons parasites.

Le dispositif expérimental mis au point à Bruyères-le-Châtel par Adam et Cabé (AD 74) permet de résoudre de façon satisfaisante ces problèmes physiques. Sans vouloir entrer dans tous les détails de ce dispositif, il nous a semblé néanmoins intéressant d'en rappeler les caractéristiques essentielles.

1-1-1 FAISCEAU

Les expériences présentées dans cette étude ont été réalisées auprès de l'accélérateur tandem Van de Graaff HVEC de 6 MV.

Celui-ci est équipé d'une source duoplasmatron à extraction directe fabriquée par la Société Thomson — CSF. Cette source fournit un faisceau d'ions négatifs possédant une faible dispersion en énergie (de l'ordre de 50 eV) dont l'intensité est de 100 μ A pour les deutérons. Un système de hachage, à une fréquence de 1,25 M Hz, et de regroupement par modulation de vitesse à 5 M Hz, permet d'obtenir sur la cible un faisceau pulsé d'ions ayant, pour les deutérons, les caractéristiques suivantes :

- fréquence de répétition : 1.25 M Hz,
- largeur de l'impulsion : 0.8 à 1.2 ns,
- courant moyen sur la cible : 0.8 μ A.

Le transport du faisceau, de la salle de l'accélérateur dans la salle de mesures appelée "hall neutrons" se fait à l'aide de deux aimants à 45° (AD 74). La situation du "hall" par rapport à la salle de l'accélérateur est indiquée sur la fig. 1-1.

1-1-2 CHAMBRE A RÉACTION

La chambre à réaction (fig. 1-2), de forme sphérique, est en acier inoxydable de 0.8 mm d'épaisseur. Deux orifices, l'un inférieur et l'autre supérieur, permettent d'introduire les cibles. La surface intérieure est recouverte d'une ceinture de tantale de 0.2 mm d'épaisseur afin de réduire le bruit de fond dû aux réactions nucléaires productrices de neutrons sur les parois.

En amont de la chambre à réaction, deux diaphragmes mobiles de diamètre 3 mm peuvent être utilisés pour réaliser le centrage du faisceau ; ils sont escamotés pendant la mesure. En aval, un quartz mobile permet de visualiser le faisceau et une cage de Faraday en tantale de longueur 1.3 m, reliée à un intégrateur, mesure le courant.

Avec cet ensemble, il est possible de détecter les neutrons de 15° à 165° sans atténuation de flux importante. Afin d'effectuer les mesures des sections efficaces différentielles à partir de 0°, nous avons utilisé, pour certaines réactions, une autre chambre de caractéristiques identiques à la précédente, mais fermée dans sa partie aval.

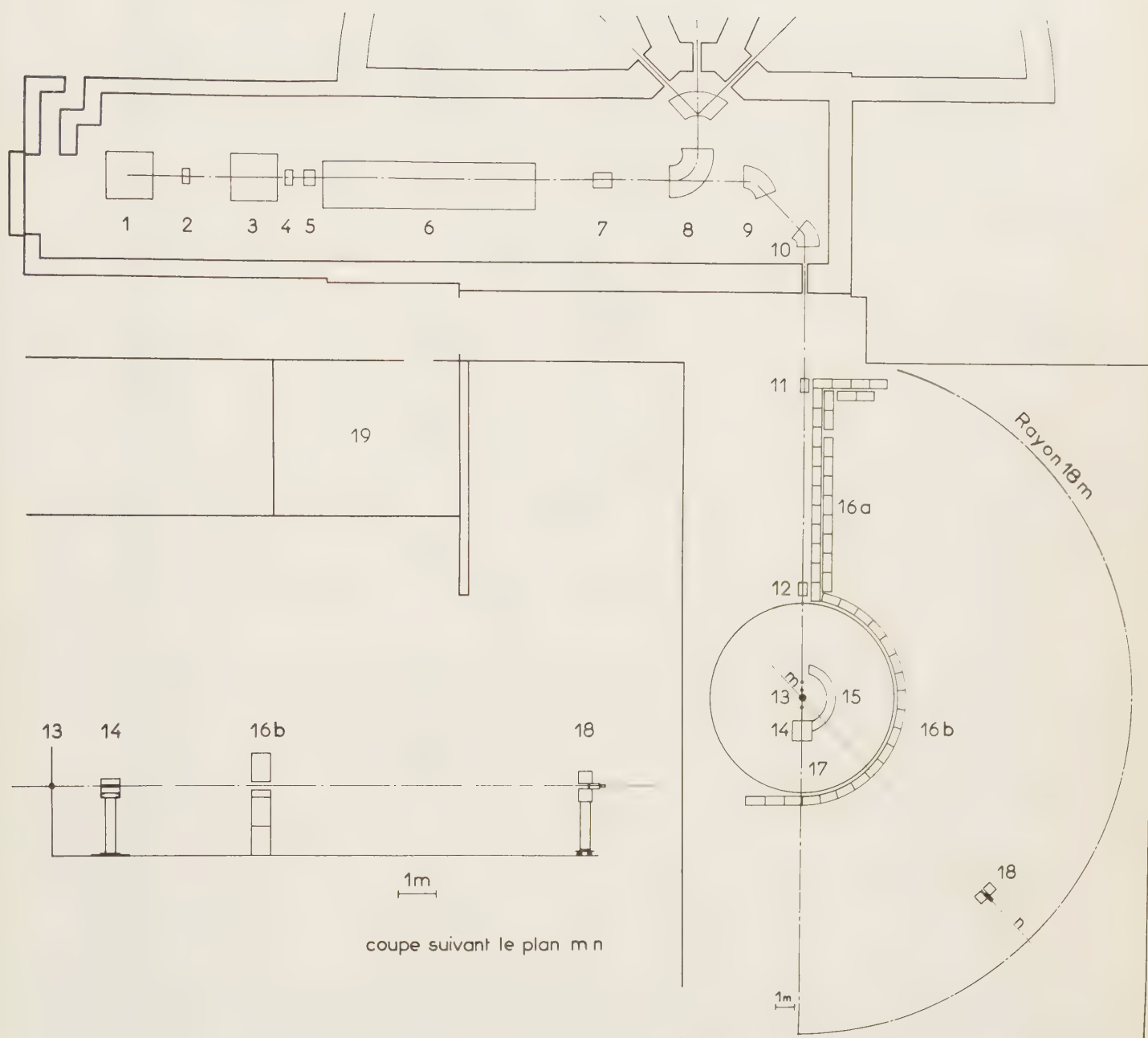


Fig. 1-1.- Implantation du dispositif expérimental auprès de l'accélérateur Van de Graff tandem (vue en plan).

(1) Source à extraction directe (protons et deutérons) ; (2) et (4) hacheurs ; (3) source d'hélium et aimant à 20° ; (5) regroupeur ; (6) tandem ; (7), (11) et (12) lentilles ; (8) aimant d'analyse à 90° ; (9) et (10) aimants à 45° ; (13) chambre à réaction (Fig. 1-2) ; (14) blindage de la cage de Faraday ; (15) ceinture en fer ; (16a) et (16b) protection en béton ; (17) fosse à neutrons ; (18) protection du détecteur ; (19) salle de mesures.

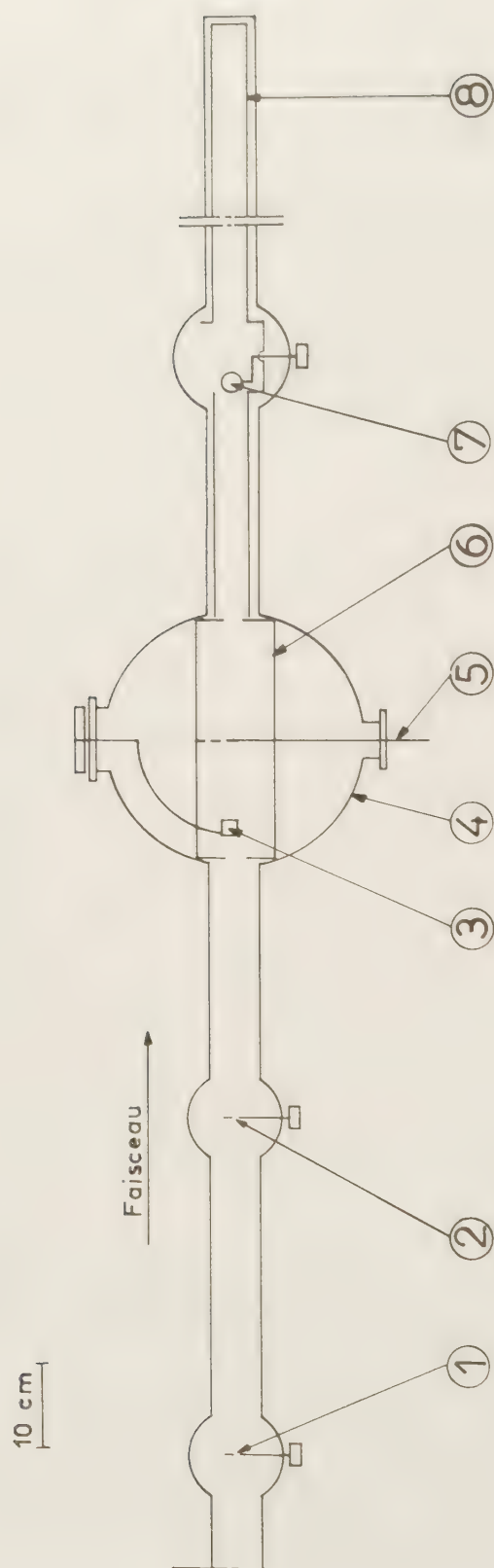


Fig. 1-2.- Chambre à réaction et dispositifs annexes.

(1) et (2) Diaphragmes escamotables ; (3) détecteur à barrière de surface ou porte cibles ; (4) chambre sphérique ; (5) porte cibles à 2 positions ; (6) ceinture en tantale ; (7) quartz escamotable ; (8) cage de Faraday en tantale.

I-1-3 DÉTECTEURS

La mesure des faibles sections efficaces (quelques dizaines de $\mu\text{b/sr}$) d'une part, et la valeur de l'angle solide de détection ($2.5 \cdot 10^{-5}$ stéradian) d'autre part, nécessitent d'effectuer chaque mesure angulaire pendant une dizaine d'heures environ pour obtenir des statistiques suffisantes. Afin de réduire la durée des expériences, nous avons utilisé simultanément six détecteurs. Cinq détecteurs, mobiles, sont affectés à l'étude des distributions angulaires, le sixième reste fixe et joue le rôle de moniteur.

Chaque détecteur est constitué par un scintillateur liquide NE 213 associé à un photomultiplicateur Radiotechnique 58 DVP.

Les scintillateurs, de forme cylindrique, ont un diamètre de 10 cm et une épaisseur de 2,5 cm. Des scintillateurs d'épaisseur égale à 5 cm ont, toutefois, été utilisés au cours de l'étude de la réaction $^{31}\text{P}(d, n)^{32}\text{S}$. Pour obtenir une définition en temps électronique inférieure à 1 ns, le diamètre (10 cm) du scintillateur est choisi inférieur à celui du photomultiplicateur (diamètre 12,5 cm) afin d'éliminer les effets de bord sur la photocathode.

Chaque photomultiplicateur est équipé d'une embase ORTEC 271 comportant deux sorties, l'une rapide (avec compensation de la dispersion en temps due à la dispersion en amplitude des signaux) destinée à la mesure du temps de vol, l'autre linéaire (13ème dynode) adaptée par un préamplificateur permettant, d'une part, de fixer le seuil de détection et, d'autre part, d'effectuer la discrimination neutron-gamma.

I-1-4 PROTECTION DES DÉTECTEURS

Aux neutrons et rayons gamma produits dans les réactions étudiées s'ajoutent ceux des réactions parasites provoquées par le faisceau incident sur la "ligne" ou sur la cible. Ces rayonnements peuvent être détectés soit directement, soit après diffusion simple ou multiple sur la matière environnante. Dans le premier cas, ils seront généralement associés en temps avec le passage du paquet d'ions et formeront des "pics" repérables dans les spectres de temps de vol. Dans le second cas, ils provoqueront un "bruit de fond" étalé sur tout le spectre et dû à la fois à des neutrons et à des gammas diffusés. Afin d'atténuer ce fond continu, il est donc indispensable de protéger les détecteurs des rayonnements parasites.

Le système de protection, représenté sur la fig. 1-1, est constitué par :

- des blocs de béton formant un mur de hauteur 2.25 m et d'épaisseur 1 m le long de la ligne de faisceau (située à une hauteur de 1.70 m au-dessus du sol) (fig. 1-1, 16a),
- une ceinture de blocs de béton de rayon 5 m, d'épaisseur 0.5 m et de hauteur 2.6 m centrée sur la cible (fig. 1-1, 16b),
- une ceinture en fer de rayon 1.5 m et d'épaisseur 0.5 m également centrée sur la cible (fig. 1-1, 16c),
- un piège à faisceau formé par une cage de Faraday entourée par une protection de 5 t de fer et de plomb (fig. 1-1, 14).

Les protections repérées sur la figure par les chiffres 14, 15 et 16b sont percées de canaux (tous les 5°, de 0° à 160°) de sections carrées de dimensions telles que les détecteurs de neutrons ne puissent voir que la cible. Enfin, les détecteurs proprement dits sont entourés d'un blindage cylindrique constitué de 200 kg de paraffine.

1-1-5 ELECTRONIQUE ASSOCIEE

La fig. 1-3 montre le schéma fonctionnel de l'électronique associée à l'un des six détecteurs constituant le spectromètre.

La mesure du temps de vol est effectuée au moyen d'un convertisseur temps-amplitude (C.T.A.). Le signal rapide en provenance du photomultiplicateur fournit l'une des deux informations en temps nécessaires au convertisseur, il constitue le signal de départ. L'autre information (signal d'arrêt) a pour origine le signal induit par le passage du faisceau incident à travers une capacité placée en amont de la cible (prise de temps) et convenablement retardée.

Il convient, toutefois, de souligner que l'intervalle de temps séparant ces deux signaux n'est pas exactement le temps de vol du neutron puisqu'il fait intervenir d'une part, un retard fixe (fig. 1-3) et d'autre part, le temps considéré comme constant, mis par les deutérons pour aller de la prise de temps à la cible.

Afin d'éliminer des spectres de temps de vol, la plupart des rayons gamma détectés par le scintillateur en provenance directe de la cible ou non éliminés par le système de protection, il est indispensable d'effectuer une discrimination selon la nature des particules (neutron ou gamma). Le système de discrimination mis au point à Bruyères-le-Châtel utilise la méthode de passage à zéro, préconisée par Roush (RO 64). Il est décrit de façon détaillée dans l'ar-

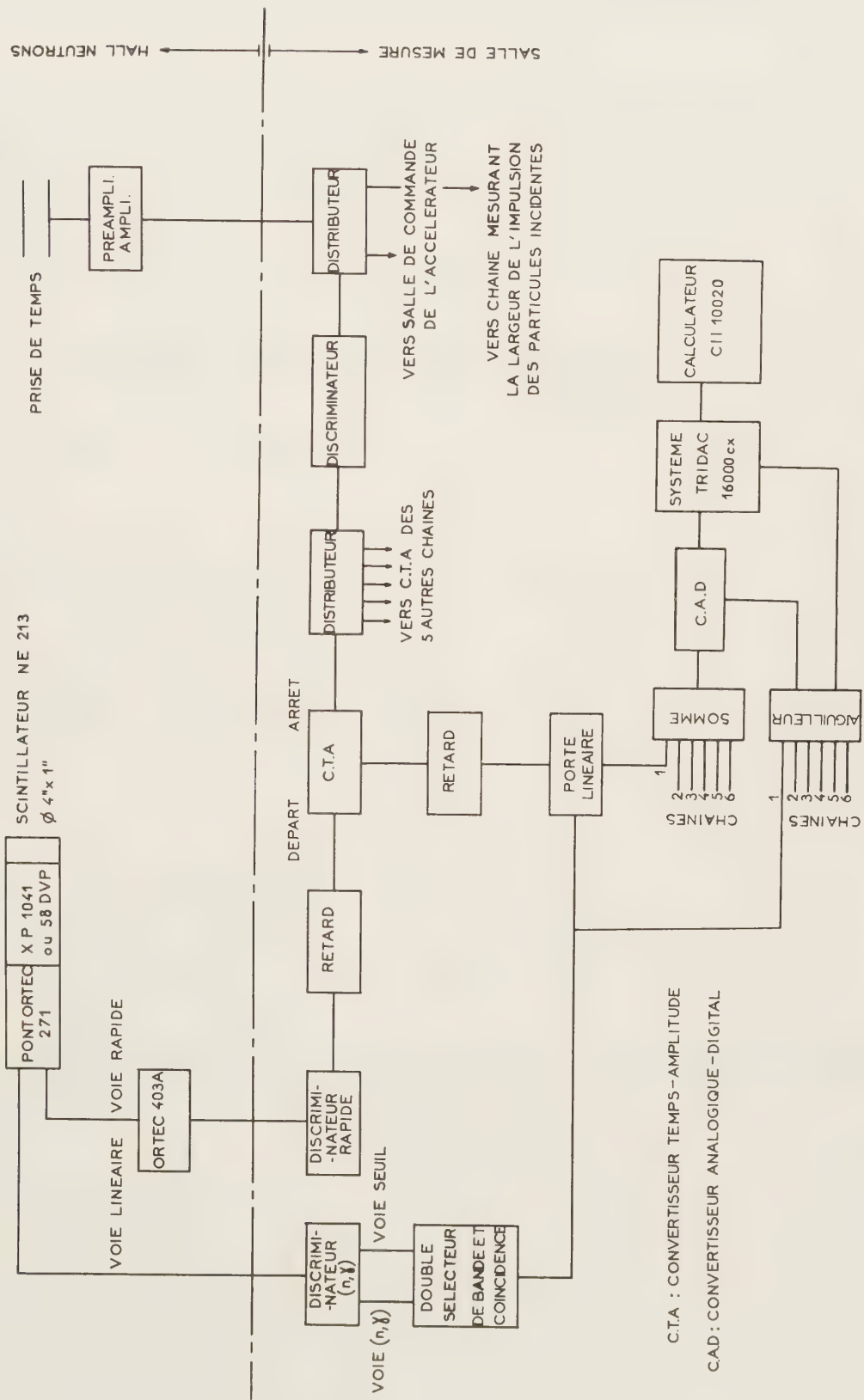


Fig. 1-3.- Schéma fonctionnel de l'électronique associée à l'un des six détecteurs constituant le spectromètre à temps de vol.

ticle de Adam et Cabé (AD 74). Pour un seuil de détection des neutrons de 1 MeV et pour des neutrons de 12.8 MeV, le taux de réjection des rayons gamma est supérieur à 99.7 %.

1-1-6 ACQUISITION DES DONNÉES

L'enregistrement des événements intéressants préalablement codés par un convertisseur analogique-digital (CAD) est assuré par un bloc d'exploitation numérique Type BA 163 de 16.384 canaux (système "Tridac") fabriqué par Intertechnique. A chaque détecteur est associée une zone de stockage de 2048 canaux, la répartition des événements dans les diverses zones étant réalisée par un aiguilleur. Après chaque mesure, les spectres de temps de vol obtenus sont transférés sur une bande magnétique à l'aide d'un ordinateur CII 10020. Ils peuvent ainsi être tracés et analysés ultérieurement.

1-1-7 CIBLES

Pour l'obtention d'une bonne résolution en énergie et d'un bruit de fond aussi faible que possible, il est préférable d'utiliser des cibles très minces auto-portées. Malheureusement, l'épaisseur du dépôt ne peut descendre en dessous d'une certaine limite, limite imposée par le taux de comptage minimum que l'on souhaite obtenir. Par ailleurs, il n'est pas toujours possible de préparer des cibles sans support par suite de difficultés expérimentales. Les caractéristiques des dépôts que nous avons utilisés sont rassemblées dans le tableau 1-1.

Les cibles de ^{26}Mg , ^{29}Si et ^{30}Si ont été fournies par Harwell. Les épaisseurs communiquées par le fabricant se sont révélées correctes, sauf pour les dépôts de ^{30}Si . Dans ce dernier cas, nous avons donc été amenés à effectuer des mesures complémentaires à l'aide de l'accélérateur Van de Graaff de 4 MV de Bruyères-le-Châtel.

Les épaisseurs des cibles de ^{30}Si ont été obtenues en déterminant la largeur expérimentale de la résonance $E_p = 835 \text{ keV}$ que l'on peut observer au moyen de la réaction $^{30}\text{Si} (p, \gamma) ^{31}\text{P}$. Cette résonance a été choisie en raison de :

- son énergie, suffisamment basse pour provoquer une perte en énergie importante dans le dépôt,
- son isolement, son intensité et son schéma de desexcitation.

Les figures 1-4a et 1-4b représentent les fonctions d'excitation mesurées, dans le domaine d'énergie $E_p = 820-890$ keV avec deux cibles d'épaisseur différente. Les valeurs, reportées dans le tableau 1-1, pour ces cibles, sont données avec une précision de l'ordre de 7 %.

La cible de ^{31}P a été préparée à l'I.P.N. d'ORSAY par évaporation sous vide de phosphore rouge sur un support d'or suivant la méthode préconisée par Hooton (HO 64), le poids du dépôt étant mesuré par micropesées successives.

Tableau 1-1

Caractéristiques des cibles

Cibles	Enrichissement	Caractéristiques spéciales	Nature du dépôt	Epaisseur ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	Energie des deutérons incidents (MeV)	Perte d'énergie dans la cible (keV)
^{26}Mg	$\geq 99\%$	support de tantale 0,1 mm	MgO	100	6	9
^{26}Mg	$\geq 99\%$	auto-portée	Mg	300	8	21
^{29}Si	90 %	support de tantale 0,1 mm	SiO_2	200	6	18,5
^{29}Si	90 %	"	"	"	8	15
^{30}Si	95,5 %	support d'or 0,5 mm	SiO_2	95	7	8
^{30}Si	95,5 %	"	"	150	7	12
^{31}P	phosphore naturel	support d'or 0,5 mm	P	190	7	14

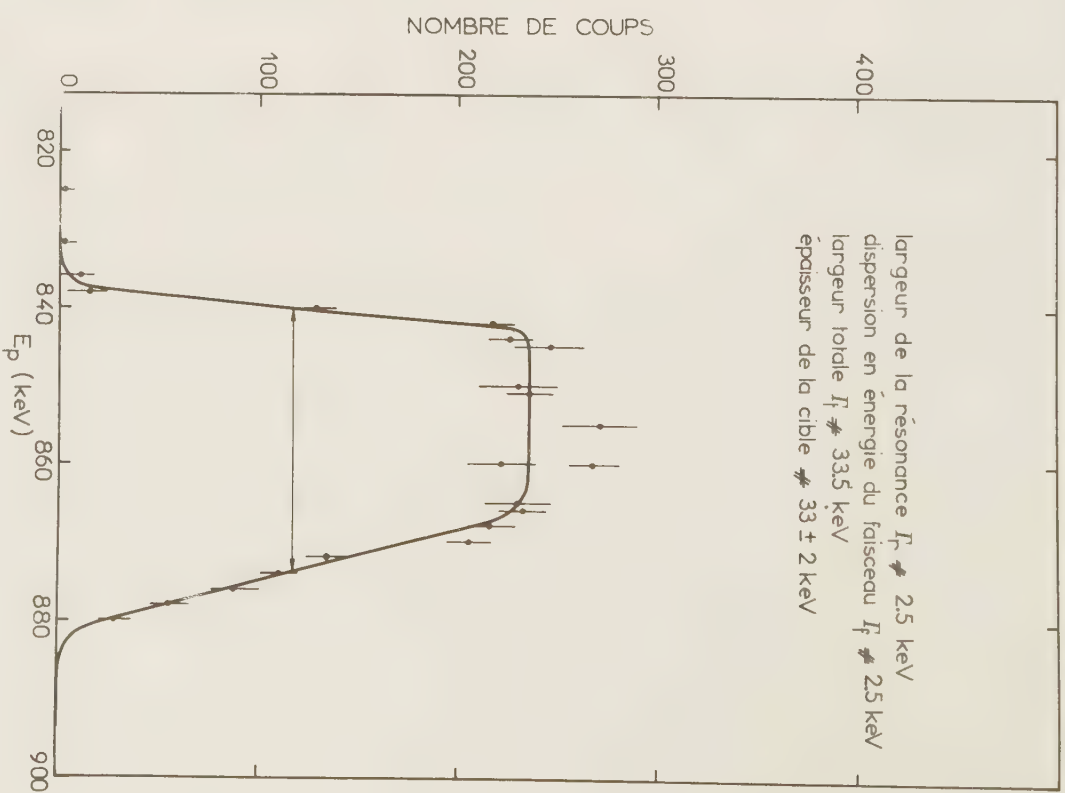
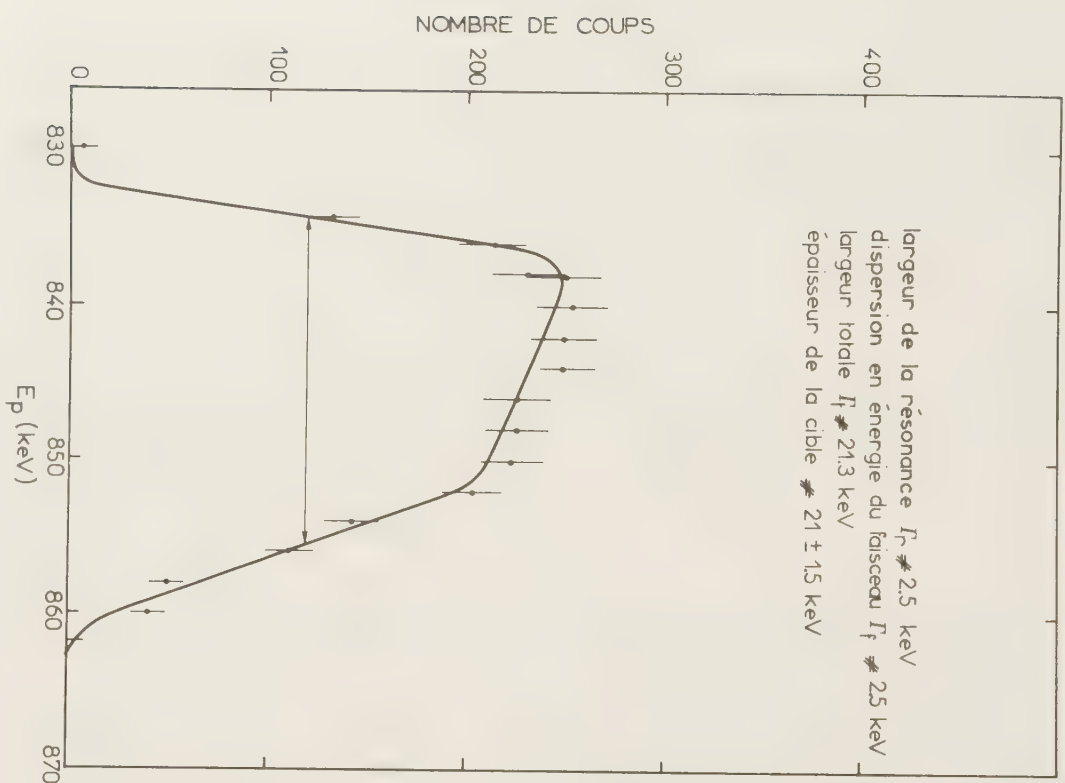


Fig. 1-4 a et b. — Fonctions d'excitation de la réaction $^{30}\text{Si}(p, \gamma)^{31}\text{P}$ autour de la résonance $E_p = 835$ keV avec deux cibles d'épaisseur différente. L'épaisseur est obtenue à partir de la relation $\Gamma_c^2 = \Gamma_f^2 + \Gamma_r^2$.

I-2 PERFORMANCES DU DISPOSITIF

L'obtention d'un faible bruit de fond constitue l'une des difficultés essentielles dans la mise en place d'un dispositif expérimental destiné à la spectrométrie des neutrons par temps de vol. Les différents spectres de temps de vol présentés dans les chapitres suivants attestent de l'efficacité du système de protection utilisé, ainsi que du bon fonctionnement des discriminations neutron-gamma. Toutefois, l'élément déterminant permettant d'apprécier la qualité du dispositif expérimental est, sans aucun doute, sa résolution en temps. Dès lors, il nous a semblé important d'examiner les principaux paramètres dont dépend cette résolution.

Pour un faisceau de neutrons monocinétiques et un scintillateur d'épaisseur négligeable, le temps de vol des neutrons est donné, à une constante près, par $t = t_1 - t_0$ où t_1 correspond à l'instant de détection d'un neutron et t_0 à l'instant de sortie de l'impulsion de la prise de temps faisceau. Il existe évidemment des incertitudes sur la détermination de ces instants. Celles-ci peuvent être traitées comme des fluctuations autour d'une valeur moyenne constante.

En ce qui concerne la détermination de l'instant t_0 , les fluctuations ont essentiellement pour origine la largeur en temps de l'impulsion de faisceau. On peut avoir facilement une estimation de la dispersion en temps Δt_0 en mesurant expérimentalement la largeur à mi-hauteur ℓ_0 du pic de temps de vol des rayons gamma émis par la cible.

Dans ce but, un scintillateur plastique NE 102 (diamètre 2,5 cm, épaisseur 2,5 cm) associé à un photomultiplicateur Radiotechnique XP 1021 (dont la résolution en temps est de 400 ps) a été placé près de la chambre à réaction (à environ 1 m de la cible). Dans les conditions normales de fonctionnement de l'accélérateur, la largeur à mi-hauteur varie approximativement de 1,2 ns pour des deutérons de 6 MeV à 0,8 ns pour des deutérons de 12 MeV. A ce sujet, il y a lieu de noter que la mesure du temps de vol des rayons gamma émis par la cible (par l'intermédiaire d'un convertisseur temps-amplitude) permet en outre d'effectuer les réglages de la pulsation du tandem et de contrôler la stabilité de celui-ci au cours de l'acquisition.

De même, il existe une dispersion en temps Δt_1 correspondant à la résolution en temps du détecteur. Celle-ci peut être mesurée à l'aide des rayons gamma provenant d'une source de ^{60}Co . La largeur à mi-hauteur ℓ_1 du pic de temps de vol correspondant est d'environ 0,8 ns.

Mathématiquement, les distributions des valeurs de t_1 et t_0 peuvent être traitées comme des distributions gaussiennes de variance :

$$v(t_1) = \left(\frac{\ell_1}{2\sqrt{2}\log 2} \right)^2 \quad \text{et} \quad v(t_0) = \left(\frac{\ell_0}{2\sqrt{2}\log 2} \right)^2 ,$$

ℓ_1 et ℓ_0 représentant les largeurs à mi-hauteur de ces distributions.

Pour un faisceau de neutrons non monocinétiques et un scintillateur d'épaisseur finie, il faut aussi tenir compte :

- d'une dispersion en énergie due à l'épaisseur de la cible,
- d'une dispersion en longueur due à l'épaisseur du scintillateur.

En effet, la réaction nucléaire peut avoir lieu en tout point du dépôt constituant la cible, ce qui provoque une variation de la perte en énergie des deutérons incidents. Les valeurs de la perte en énergie des deutérons dans les différentes cibles utilisées au cours de nos expériences sont reportées dans la dernière colonne du tableau 1-1. Ces valeurs (calculées à l'aide des tables de Williamson et al. (W1 66)) sont toutes inférieures ou égales à 20 keV.

Il en résulte une dispersion en énergie (ou en vitesse) des neutrons à la sortie de la cible telle que $\Delta E_n \sim \Delta E_d$.

Par ailleurs, le neutron est détecté à une distance de la cible comprise entre $D - \frac{e}{2}$ et $D + \frac{e}{2}$ si e représente l'épaisseur du scintillateur.

Les dispersions précédemment citées entraînent une dispersion en temps de variance $v_{(t')}$ liée à la variance sur E_n et à la variance sur D , donnée par l'expression

$$\frac{v_{(t')}}{t'^2} = \left(\frac{1}{2E_n} \right)^2 v_{(E_n)} + \left(\frac{1}{D} \right)^2 v_{(D)}$$

expression déduite de la relation $t' = \frac{72,3}{\sqrt{E_n}} D$.

Les distributions des valeurs de E_n et de D étant proches d'une distribution rectangulaire, les variances $v_{(E_n)}$ et $v_{(D)}$ sont égales à :

$$v_{(E_n)} = \left(\frac{\Delta E_n}{2\sqrt{3}} \right)^2 \quad \text{et} \quad v_{(D)} = \left(\frac{e}{2\sqrt{3}} \right)^2.$$

Finalement, les neutrons associés à un niveau d'énergie bien déterminée du noyau résiduel se groupent suivant une distribution de forme pratiquement gaussienne. La variance d'une telle

distribution s'écrit :

$$v(T) = v(t_1) + v(t_0) + v(t').$$

On peut dès lors en déduire la résolution en temps (définie comme la largeur à mi-hauteur du pic de temps de vol des neutrons) soit $\Delta T = 2\sqrt{2 \log 2} \sqrt{v(T)}$, puis la résolution en énergie, soit $\Delta E = 2E \frac{\Delta T}{T}$.

Pour fixer les idées, nous avons rassemblé, dans le tableau 1-2, les valeurs de $v(t_0)$, $v(t_1)$, $v(t')$, $v(T)$, ΔT et ΔE obtenues pour trois groupes de neutrons associés à la réaction $^{26}\text{Mg}(d, n)^{27}\text{Al}$ réalisée à $E_d = 6 \text{ MeV}$ avec la cible de $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ et une longueur de vol égale à 18,3 m.

Tableau 1-2

Energie d'excitation des niveaux de ^{27}Al E_x (MeV)	Energie des neutrons correspondants E (MeV)	$v(t_1)$ (ns) ²	$v(t_0)$ (ns) ²	$v(t')$ (ns) ²	$v(T)$ (ns) ²	ΔT (ns)	ΔE calc. (keV)	ΔE exp. (keV)
0.84	11.15	0.115	0.26	0.027	0.40	1.49	84	100
6.16	5.80	0.115	0.26	0.062	0.44	1.56	33	32
8.59	3.30	0.115	0.26	0.165	0.54	1.73	16	18

De l'examen de ce tableau, il apparaît que les valeurs ΔE calculées s'accordent bien avec les valeurs déterminées expérimentalement à partir des spectres de temps de vol. De plus, il est clair que la résolution en énergie s'améliore très nettement lorsque l'énergie des neutrons émis diminue. Si l'énergie de ces neutrons est faible ($3 \leq E \leq 6 \text{ MeV}$), le dispositif expérimental mis au point à Bruyères-le-Châtel se révèle très performant.

Or, le bilan des réactions que nous avons étudiées est toujours positif et compris entre 3,3 et 6,7 MeV (6.05 MeV pour la réaction $^{26}\text{Mg}(d, n)^{27}\text{Al}$). Dans ces conditions, la recherche primordiale d'informations spectroscopiques nouvelles dans des régions d'énergie d'excitation élevée pour chacun des noyaux résiduels atteints (6 à 10 MeV pour ^{27}Al) nous a conduit à choisir des énergies de deutérons relativement basses ($6 \leq E_d \leq 8 \text{ MeV}$) afin de pouvoir disposer d'une très bonne résolution énergétique dans ces régions.

I-3 MESURES PRÉLIMINAIRES

I-3-1 NORMALISATION D'EFFICACITÉ ENTRE LES SIX DÉTECTEURS

L'obtention de distributions angulaires correctes nécessite une normalisation d'efficacité entre les six détecteurs constituant le spectromètre.

La technique utilisée consiste d'abord à régler à la même valeur (pour les six détecteurs) le seuil de détection des neutrons. Ce seuil est mesuré par deux méthodes différentes produisant une coupure (due au seuil) dans un spectre continu de neutrons. Dans la première méthode, on utilise les neutrons de fission d'une source de ^{252}Cf en l'absence de faisceau, l'étalonnage en temps étant donné par le pic de temps de vol des rayons gamma. La seconde méthode, servant de vérification rapide à la première, consiste à produire un spectre continu de neutrons en arrêtant le faisceau de deutérons incidents dans une cible épaisse d'acier inoxydable. L'étalonnage en énergie est donné par les groupes de neutrons issus de la réaction $^9\text{Be} (d, n) ^{10}\text{B}$. De nombreux détails complémentaires sont indiqués dans l'article publié par Adam et Cabé (AD 74).

Dans toutes nos expériences, et pour chaque détecteur, le seuil de détection est fixé à 1.9 MeV, la précision sur ce seuil étant d'environ 50 keV.

La normalisation définitive d'efficacité entre les détecteurs est ensuite effectuée en comparant les intensités de neutrons correspondant au niveau à 4.77 MeV du ^{10}B excité par la réaction $^9\text{Be} (d, n) ^{10}\text{B}$ et mesurées par les détecteurs pendant le même temps. Le choix de ce niveau se justifie par le fait que la distribution angulaire associée est pratiquement constante entre 20° et 50° pour $5 < E_d < 6 \text{ MeV}$ (FI 67). L'erreur de normalisation entre les détecteurs est estimée à 5 %.

I-3-2 EFFICACITÉ ABSOLUE DES DÉTECTEURS

L'efficacité absolue des détecteurs a été calculée à partir d'un programme de simulation utilisant une méthode de Monte-Carlo. Le programme, écrit par Textor et Verbinski (TE 68), fait intervenir les sections efficaces d'interaction des neutrons avec l'hydrogène et le carbone constituant le scintillateur. Cette efficacité est contrôlée en utilisant les particules produites dans les réactions $\text{D} (d, n) ^3\text{He}$ et $\text{T} (d, n) ^4\text{He}$ par la méthode de la particule associée décrite dans la référence AD 74.

La fig. 1-5 représente les variations d'efficacité absolue de l'un des détecteurs pour des énergies de neutrons variant entre le seuil (1.9 MeV) et 20 MeV. Les valeurs des efficacités mesurées et les valeurs calculées sont comparées sur cette figure. L'erreur sur la valeur absolue de l'efficacité mesurée est estimée à 5 %.

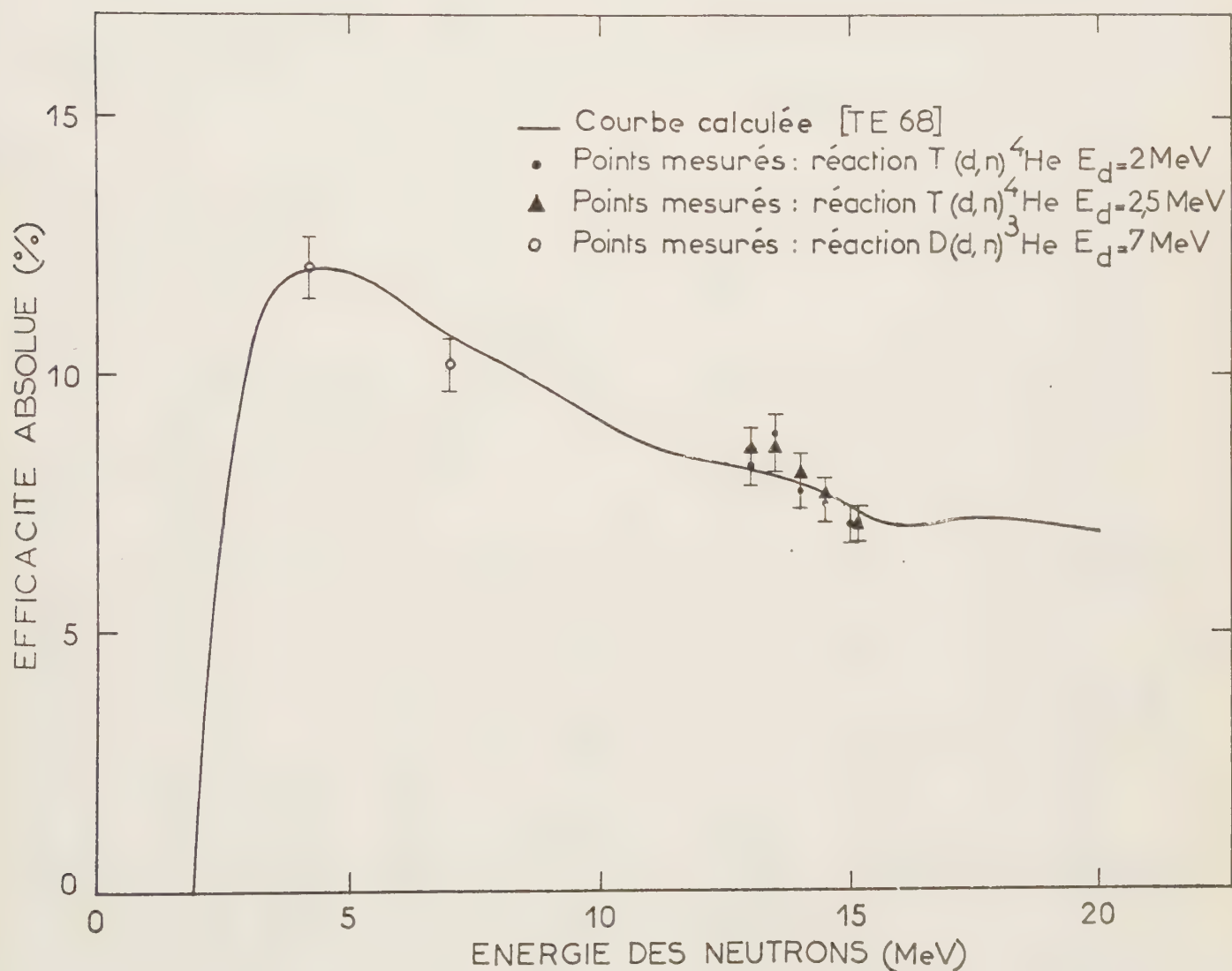


Fig. 1-5.— Comparaison des efficacités calculées par une méthode de Monte Carlo et mesurées par la technique de la particule associée, pour un scintillateur NE 213 (10 cm x 2,5 cm) avec un seuil de détection de 1.9 MeV.

1-3-3 ETALONNAGE EN TEMPS DES DETECTEURS

L'étalonnage en temps des spectres de temps de vol des neutrons est réalisé en utilisant la réaction ${}^9\text{Be} (d, n) {}^{10}\text{B}$, certains niveaux nucléaires du ${}^{10}\text{B}$, fortement excités, ayant une énergie d'excitation bien connue (LA 66). La figure 1-6 illustre la manière d'obtenir alors la droite d'étalonnage.

Cette procédure suffit pour identifier tous les groupes de neutrons correspondant aux niveaux des noyaux résiduels atteints.

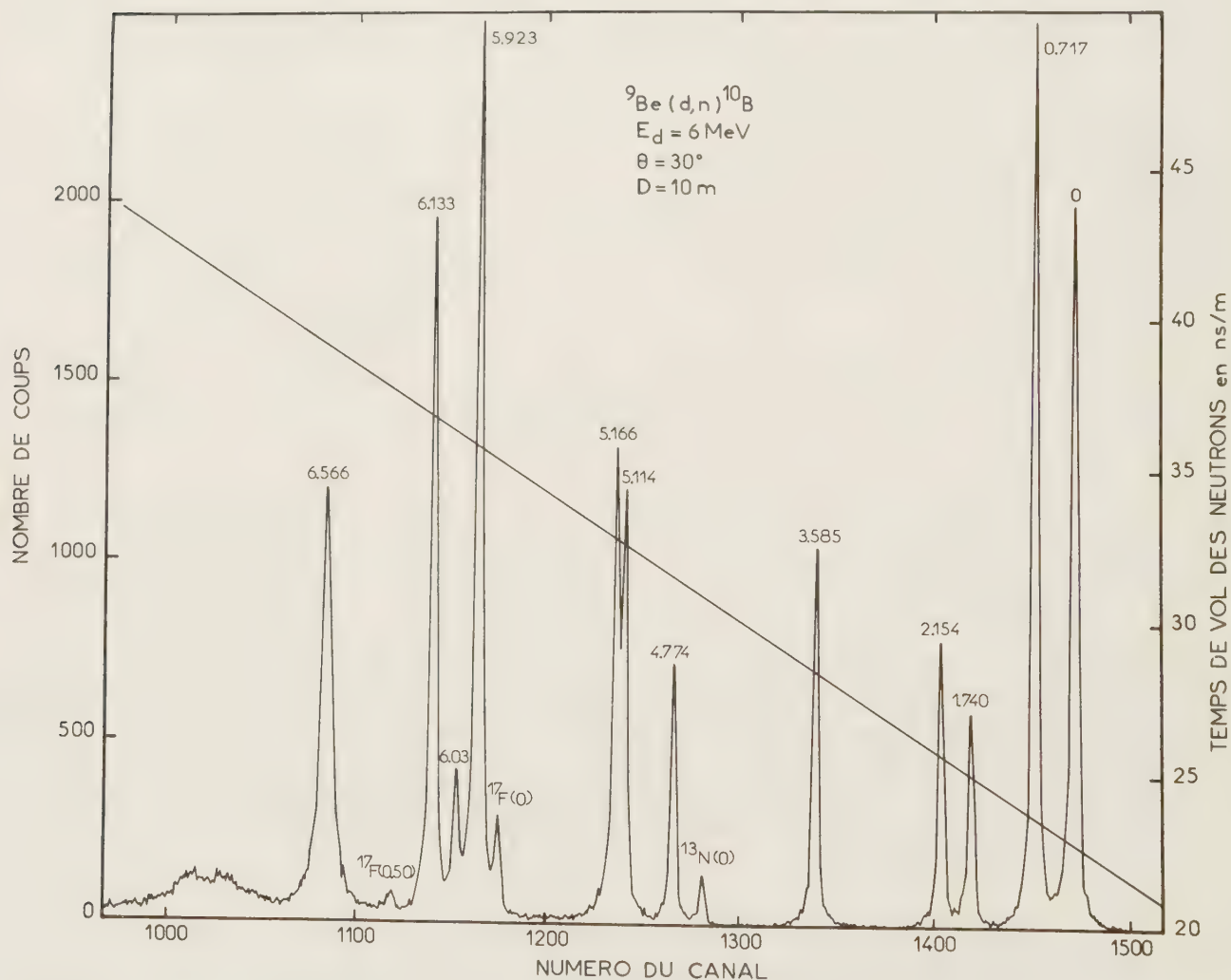


Fig. 1-6.— Spectre de temps de vol des neutrons émis au cours de la réaction ${}^9\text{Be} (d, n) {}^{10}\text{B}$ et droite d'étalonnage en temps.

I-4 EXPLOITATION DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

I-4-1 DÉTERMINATION DES ÉNERGIES D'EXCITATION

Une détermination assez précise de l'énergie d'excitation des niveaux nucléaires peuplés au cours des réactions étudiées peut être effectuée par un programme de moindres carrés à l'aide, d'une part, de l'état fondamental et des premiers niveaux excités connus du noyau final, d'autre part, des premiers niveaux de ^{17}F et ^{13}N provenant des réactions parasites $^{16}\text{O}(d,n)^{17}\text{F}$ et $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$.

Les énergies d'excitation déterminées dans nos expériences ont été calculées à partir de la moyenne des valeurs (trois au minimum) obtenus à des angles différents (de 5 à 10 selon la réaction).

Les erreurs reportées dans les tableaux donnant les énergies représentent deux fois l'écart-type sur la moyenne des valeurs obtenues aux différents angles et sont ainsi, probablement surestimées. Pour le noyau ^{27}Al , elles varient entre 4 et 12 keV suivant le niveau considéré.

I-4-2 DÉTERMINATION DES SECTIONS EFFICACES DIFFÉRENTIELLES ABSOLUES

Les sections efficaces différentielles absolues (dans le système du centre de masse) s'obtiennent à partir de la relation :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{abs}} = \frac{1}{\epsilon} \frac{N_d}{N_i} \frac{1}{n} \frac{D^2}{S} \frac{K}{T} \frac{1}{\alpha} \quad \text{où}$$

- ϵ représente l'efficacité absolue du détecteur de référence,
- N_d le nombre d'événements neutrons correspondant à chacun des groupes analysés,
- N_i le nombre de particules incidentes sur la cible,
- n le nombre d'atomes diffuseurs par unité de surface perpendiculaire à la direction du faisceau,
- D la distance de vol,
- S la surface utile du scintillateur,
- K le facteur de correction cinématique permettant de convertir les sections efficaces observées dans le système du laboratoire en celles qui leur correspondent dans le système du centre de masse,
- T la transparence ou le rapport du flux de neutrons transmis au flux de neutrons incidents,
- α le facteur de normalisation d'efficacité d'un détecteur quelconque par rapport au détecteur de référence pour lequel $\alpha = 1$.

Analysons brièvement certains de ces paramètres :

— La détermination de l'efficacité absolue ϵ du détecteur de référence a été examinée dans le paragraphe 1-3-2. Pour un neutron d'énergie donnée, la valeur de l'efficacité s'obtient à partir de la courbe tracée sur la fig. 1-5.

— Le nombre d'événements neutrons détectés N_d correspondant à un groupe est donné par la surface du pic associé.

Pour une raie isolée, cette surface est obtenue par sommation du contenu de chaque canal après soustraction du fond.

Dans de nombreux cas, lorsque les pics de neutrons sont mal séparés, une analyse mathématique est effectuée à l'aide d'un programme de moindres carrés (BE 64). Ce programme ajuste la partie du spectre de temps de vol considéré à une somme de gaussiennes se superposant à un fond polynomial. Il détermine la largeur à mi-hauteur, la position et l'intensité de chacun des pics.

— Le nombre de particules incidentes N_i s'obtient à partir de la mesure de la charge totale du faisceau sur la cible (voir paragraphe 1-1-2). Cette mesure s'est révélée fiable au cours de toutes nos expériences.

La charge collectée est comprise entre 10 et 25 mC selon l'épaisseur de la cible ou les positions angulaires des détecteurs.

— Le facteur de correction K est déterminé à partir d'un programme de cinématique conventionnel. Sa valeur dépend de l'énergie E des neutrons émis et de l'angle θ de détection ; elle peut ainsi varier entre 0.85 et 1.05 lorsque $3 \leq E \leq 14$ MeV et $0^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$.

— La transparence T reliée par la relation $T = 1 - A$ à l'absorption des neutrons dans les parois de la chambre à réaction, dans l'enveloppe du scintillateur et dans l'air du hall d'expérimentation est calculée à partir de la relation :

$$T = \exp \left(- \sum_i \sigma_i x_i N_i \right) \text{ où}$$

— l'indice i caractérise le noyau diffuseur (fer, oxygène, azote)

— σ_i la section efficace totale de réaction sur le noyau i à l'énergie considérée

- x_i la distance traversée,
- N_i le nombre de noyaux diffuseurs par unité de volume.

Pour un parcours dans l'air du "hall neutrons" égal à 18 m, la transparence reste toujours comprise entre 0.78 et 0.84 lorsque l'énergie des neutrons varie de 3 à 14 MeV.

Enfin, comme nous l'avons déjà souligné, le facteur de normalisation d'efficacité entre les détecteurs (α) est obtenu en comparant les intensités de neutrons (correspondant au niveau à 4.77 MeV du ^{10}B excité par la réaction $^9\text{Be} (d, n) ^{10}\text{B}$) mesurées par les six détecteurs pendant le même temps. Si l'une de ces intensités est normalisée à l'unité, on constate que, pour tous les détecteurs le coefficient α reste compris entre 0.95 et 1.05.

1.4.3 ERREURS SUR LES SECTIONS EFFICACES DIFFÉRENTIELLES

Les erreurs absolues sur les sections efficaces différentielles sont principalement dues à :

- la méthode utilisée pour déterminer l'efficacité d'un détecteur, l'erreur correspondante $\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}$ étant estimée à 8 % approximativement,
- l'imprécision $\frac{\Delta N_d}{N_d}$ sur le nombre d'événements neutrons détectés (cette erreur, essentiellement statistique, peut varier de 3 % pour des sections efficaces de l'ordre de quelques mb/sr jusqu'à 20 % pour des sections efficaces de l'ordre de 50 à 100 $\mu\text{b/sr}$),
- la connaissance imparfaite du nombre d'atomes diffuseurs. La précision sur l'épaisseur des cibles n'a pu être contrôlée rigoureusement à l'exception des cibles de ^{30}Si pour lesquelles $\frac{\Delta n}{n} = 7\%$; dans les autres cas, nous pouvons l'estimer à 10 % environ.

D'autres causes d'erreurs importantes proviennent :

- de la mesure de la charge totale du faisceau ($\frac{\Delta N_i}{N_i} \simeq 5\%$),
- des calculs d'absorption des neutrons ($\frac{\Delta A}{A} = \frac{\Delta T}{T} \simeq \frac{1}{N_i} 3\%$),
- de la normalisation d'efficacité entre les détecteurs ($\frac{\Delta \alpha}{\alpha} \simeq 5\%$).

En ajoutant quadratiquement les différentes contributions indiquées ci-dessus, on constate que les valeurs des sections efficaces différentielles absolues déterminées pendant notre travail comportent une erreur comprise entre 15 % et 25 % selon l'intensité de la "raie neutron" considérée.

CHAPITRE II

MÉTHODES D'ANALYSE DES RÉSULTATS

Pour les quatre réactions (d,n) que nous avons étudiées, les produits de réaction sont, de manière générale, émis préférentiellement vers l'avant. Chacun sait qu'un tel comportement est caractéristique d'un mécanisme direct (DI). Toutefois, aux énergies incidentes utilisées ($6 \leq E_d \leq 8$ MeV), la contribution d'un mécanisme de réaction par noyau composé (CN) ne peut être, a priori, complètement négligée.

L'analyse des distributions angulaires des neutrons émis au cours de ces réactions a donc été effectuée en superposant de manière incohérente ces deux mécanismes d'interaction, les sections efficaces différentielles expérimentales s'écrivant sous la forme :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{exp}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{DI}} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{CN}} \quad \text{avec} \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{CN}} = R \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{HF}}$$

La partie directe $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{DI}}$ est calculée dans l'approximation de Born en ondes déformées (DWBA). La contribution du mécanisme de réaction par noyau composé est évaluée à l'aide d'un programme de calcul Hauser-Feshbach (HF). La signification du facteur de normalisation R apparaissant dans l'expression précédente sera précisée par la suite.

II-1 RAPPELS SUR LA THÉORIE DWBA

II-1-1 EXPRESSION DE LA SECTION EFFICACE DIFFÉRENTIELLE

La méthode DWBA est suffisamment connue pour qu'il ne soit pas nécessaire d'en rappeler à nouveau tout le formalisme. Aussi, nous contenterons-nous de présenter les étapes essentielles du calcul dans le cas d'une réaction de transfert d'un nucléon de la forme $A(d,n)B$.

D'après la théorie générale des collisions (ME 62), la section efficace différentielle s'écrit alors :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_d \mu_n}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_n}{k_d} \left(\frac{1}{2J_A+1} \right) \left(\frac{1}{2J_d+1} \right) \sum_{M_{A,d,B,n}} \left| T_{dn} \right|^2 \quad (1) \quad \text{où}$$

- μ_d et μ_n représentent les masses réduites dans les voies d'entrée et de sortie,
- k_d et k_n les nombres d'onde du mouvement relatif dans ces voies,
- J_A et J_d les spins des particules A et d,
- M_A, M_d, M_B, M_n les nombres quantiques magnétiques,
- T_{dn} l'élément de matrice de transition.

On montre que cet élément de matrice de transition peut se mettre rigoureusement sous la forme $T_{dn} = \langle \chi_n^- | V_f - U_f | \Psi_d^+ \rangle$ (2) où

- χ_n^- est la fonction d'onde décrivant la diffusion élastique des neutrons par le noyau final B,
- U_f le potentiel optique correspondant à cette diffusion,
- Ψ_d^+ la fonction d'onde du système deutéron-noyau cible correspondant à une onde sortante,
- V_f le potentiel d'interaction neutron-noyau résiduel.

Dès lors, l'hypothèse de base consiste à admettre que les fragments A et n ne sont pas affectés et qu'il y a simplement transfert du proton appartenant au deutéron incident sur la cible A pour former le noyau final B. Soit

$$V_f = V_{nA} + V_{np} \quad \text{avec} \quad V_{nA} = \overline{V_{nA}} + v,$$

l'interaction désignée par $\overline{V_{nA}}$ laissant le noyau cible A dans son état fondamental, l'interaction désignée par v perturbant A.

Plusieurs autres hypothèses sont introduites pour simplifier le calcul. La première consiste à prendre $v = 0$ (hypothèse du cœur inerte). On admet ensuite que l'interaction $\overline{V_{nA}}$ peut être assimilée au potentiel optique U_f et on assimile enfin la fonction Ψ_d^+ à une fonction χ_d^+ décrivant la diffusion élastique du deutéron par A.

L'élément de matrice de transition s'écrit alors, à un facteur de normalisation près :

$$T_{dn} = \langle \chi_n^- | V_{np} | \chi_d^+ \rangle \quad (3)$$

$$\text{avec } \chi_n^- = \Psi_B(\vec{\xi}_B) \phi_{nB}^-(\vec{k}_n, \vec{r}_{nB}) \Psi_n(\vec{\xi}_n) \quad (4)$$

$$\chi_d^+ = \Psi_A(\vec{\xi}_A) \phi_{dA}^+(\vec{k}_d, \vec{r}_{dA}) \Psi_d(\vec{\xi}_d) \quad (5) \quad \text{où}$$

les fonctions Ψ décrivent la structure interne de chaque noyau et les fonctions ϕ le mouvement relatif des fragments dans la voie (A,d) ou la voie (n,B).

Le calcul de T_{dn} se fait en deux étapes. Une première intégration sur les coordonnées internes de A et n (particules non échangées au cours de la réaction) conduit au facteur de forme nucléaire $\mathcal{F}$:

$$\mathcal{F} = \sqrt{2(A+1)} \langle B | A \rangle \langle n | V_{np} | d \rangle \quad (6)$$

$$\text{avec } \langle B | A \rangle = \int \Psi_B^*(\vec{\xi}_B) \Psi_A(\vec{\xi}_A) d\vec{\xi}_A \quad (7)$$

$$\text{et } \langle n | V_{np} | d \rangle = \int \Psi_n^*(\vec{\xi}_n) V_{np} \Psi_d(\vec{\xi}_d) d\vec{\xi}_n \quad (8)$$

Le terme $\langle B | A \rangle$ représente donc l'intégrale de recouvrement de l'état initial et de l'état final. Il est égal à :

$$\langle B | A \rangle = \sum_{\ell_i} \beta_{i\ell} \langle J_A M_A i m | J_B M_B \rangle \Psi_{\ell_i}^*(\vec{r}_{pA}) \quad (9)$$

où Ψ représente la fonction d'onde du proton capturé pour former le noyau B. Cette intégrale de recouvrement contient toute l'information sur la structure nucléaire et définit directement le facteur spectroscopique $S_{\ell_i} = (A+1) \beta_{i\ell}^2$ de la réaction considérée.

Un calcul analogue à celui du terme $\langle B | A \rangle$ permet d'exprimer le terme $\langle n | V_{np} | d \rangle$ après avoir fait apparaître un coefficient de parenté fractionnel (CFP).

La seconde étape du calcul de l'élément de matrice de transition consiste à intégrer l'expression :

$$T_{dn} = \int \phi_{nB}^-(\vec{k}_n, \vec{r}_{nB}) \mathcal{F}(\vec{r}_{pA}, \vec{r}_{pn}) \phi_{dA}^+(\vec{k}_d, \vec{r}_{dA}) d\vec{r}_{pn} d\vec{r}_{pA} \quad (10)$$

Afin de réduire le domaine d'intégration (de 6 à 3 dimensions), on suppose habituellement que l'interaction V_{np} est de portée nulle ($\vec{r}_{pn} = \vec{r}_p - \vec{r}_n = 0$), admettant ainsi que le neutron est émis à l'endroit précis où le proton a été capturé.

Enfin, pour expliciter complètement l'amplitude de transition T_{dn} , il faut décomposer en ondes partielles les fonctions d'onde ϕ_{nB}^- et ϕ_{dA}^+ décrivant le mouvement relatif des fragments et obéissant à l'équation de Schrödinger.

Il est alors possible de passer de l'expression de T_{dn} à celle de la section efficace différentielle dont la forme familière s'écrit :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DI} = N \frac{2J_B + 1}{2J_A + 1} \sum_{\ell_i} C^2 s_{\ell_i} \sigma_{\ell_i}(\theta) \quad (11)$$

Dans cette expression,

- N est un facteur de normalisation provenant des approximations faites sur le potentiel d'interaction neutron-proton V_{np}
- $C = \left\langle T_A M_{T_A} \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \left| T_B M_{T_B} \right. \right\rangle$, le coefficient de couplage des spins isobariques introduit pour tenir compte du fait que les noyaux A et B sont constitués de nucléons non rigoureusement identiques
- $\sigma_{\ell_i}(\theta)$ la section efficace différentielle réduite calculée par les programmes d'exploitation de la DWBA.

Pour calculer cette section efficace réduite, nous avons utilisé le programme DWUCK écrit par Kunz (KU 67), le coefficient de normalisation N étant pris égal à 1.53 dans le cas d'une réaction (d, n) .

II-1-2 REGLES DE SÉLECTION

Le moment angulaire et la parité des niveaux excités du noyau résiduel obéissent à des règles de sélections liées à l'existence des coefficients de Clebsch-Gordan dans l'expression de l'amplitude de transition T_{dn} . Si l'on suppose que le mécanisme direct est prépondérant, ces règles s'écrivent :

$$|J_A - J_B| \leq i \leq J_A + J_B$$

$$i = \ell \pm \frac{1}{2}$$

$$\pi_A \pi_B = (-1)^\ell$$

ℓ et j étant respectivement le moment orbital et le moment angulaire total du proton transféré. Suivant la réaction envisagée, nous aurons donc les possibilités suivantes :

pour les réactions $^{26}\text{Mg}(d,n)^{27}\text{Al}$ et $^{30}\text{Si}(d,n)^{31}\text{P}$ où $J_A^{\pi_A} = 0^+$

$$\begin{aligned} \ell = 0 & \Rightarrow J_B^{\pi_B} = \frac{1}{2}^+ \\ \ell = 1 & \Rightarrow J_B^{\pi_B} = \frac{1}{2}^-, \frac{3}{2}^- \\ \ell = 2 & \Rightarrow J_B^{\pi_B} = \frac{3}{2}^+, \frac{5}{2}^+ \\ \ell = 3 & \Rightarrow J_B^{\pi_B} = \frac{5}{2}^-, \frac{7}{2}^- \end{aligned}$$

pour les réactions $^{29}\text{Si}(d,n)^{30}\text{P}$ et $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$ où $J_A^{\pi_A} = \frac{1}{2}^+$

$$\begin{aligned} \ell = 0 & \Rightarrow J_B^{\pi_B} = 0^+, 1^+ \\ \ell = 1 & \Rightarrow J_B^{\pi_B} = 0^-, 1^-, 2^- \\ \ell = 2 & \Rightarrow J_B^{\pi_B} = 1^+, 2^+, 3^+ \\ \ell = 3 & \Rightarrow J_B^{\pi_B} = 2^-, 3^-, 4^- \end{aligned}$$

Par ailleurs, compte tenu du type de réaction étudié, si T_A est le spin isobarique du noyau cible, celui du noyau final ne peut avoir que deux valeurs possibles : $T_B = T_A \pm \frac{1}{2}$

Les états $T_< = T_A - \frac{1}{2}$ sont appelés états de configuration et les états $T_> = T_A + \frac{1}{2}$ états isobariques analogues. Nous pouvons donc espérer peupler les états $T_B = \frac{1}{2}$ ou $T_B = \frac{3}{2}$ des noyaux résiduels ^{27}Al et ^{31}P (pour ^{26}Mg et ^{30}Si , $T_A = 1$) et les états $T_B = 0$ ou $T_B = 1$ des noyaux résiduels ^{30}P et ^{32}S (pour ^{29}Si et ^{31}P , $T_A = \frac{1}{2}$).

Il est enfin intéressant de noter que le coefficient C^2 apparaissant dans l'expression de la section efficace directe (relation 11) peut prendre les valeurs :

$$\begin{aligned} C_{<}^2 &= \frac{2T_A}{2T_A+1} \quad \text{si } T_< = T_A - \frac{1}{2} \quad \text{ou} \\ C_{>}^2 &= \frac{1}{2T_A+1} \quad \text{si } T_> = T_A + \frac{1}{2} \end{aligned}$$

II-1-3 REGLES DE SOMME

Puisque le spin de l'état final n'est pas toujours connu, il est plus facile de déterminer la quantité $G_{\ell_i} = \frac{2J_B + 1}{2J_A + 1} C^2 S_{\ell_i}$ (rapport entre la section efficace expérimentale et celle calculée par le programme DWBA) que le facteur spectroscopique S_{ℓ_i} . Cette quantité G_{ℓ_i} représente l'intensité partielle de transition d'un nucléon (ℓ, i) entre deux états bien définis des noyaux initial et final.

Il a été montré par French et Mac Farlane (FR 61) que l'intensité totale de transfert d'un nucléon (ℓ, i) peut s'exprimer à l'aide de la relation :

$$\sum_{\ell_i} G_{\ell_i} = \langle \text{trous protons} \rangle_{\ell_i}$$

$\langle \text{trous protons} \rangle_{\ell_i}$ étant le nombre moyen de trous protons dans la couche (ℓ, i) du noyau cible.

En fait, d'après ces mêmes auteurs, l'intensité totale peut être fragmentée entre deux termes si l'on effectue de façon séparée la sommation sur les états d'isospin $T_<$ ou $T_>$:

$$\sum_{\ell_i} G_{\ell_i} = \sum_{\ell_i} G_{\ell_i} (T_<) + \sum_{\ell_i} G_{\ell_i} (T_>)$$

$$\text{avec } \sum_{\ell_i} G_{\ell_i} (T_<) = \langle \text{trous protons} \rangle_{\ell_i} - \langle \frac{\text{trous neutrons}}{N - Z + 1} \rangle_{\ell_i}$$

$$\sum_{\ell_i} G_{\ell_i} (T_>) = \langle \frac{\text{trous neutrons}}{N - Z + 1} \rangle_{\ell_i}$$

N et Z étant le nombre de neutrons et de protons du noyau cible.

II-2 NOYAU COMPOSÉ

Comme nous le verrons ultérieurement, le transfert direct est de beaucoup le mécanisme dominant dans les quatre réactions étudiées. Cependant, pour certains groupes de neutrons, l'allure des distributions angulaires montre une contribution non négligeable d'un mécanisme de réaction par noyau composé. Il nous a semblé raisonnable de ne pas négliger ce processus même pour des niveaux fortement excités par transfert direct afin d'obtenir des facteurs spectroscopiques dans lesquels nous puissions avoir suffisamment confiance.

La contribution d'un mécanisme de réaction par noyau composé, supposé de nature statistique, a été évaluée avec plusieurs programmes de calcul Hauser-Feshbach (HF). Ainsi, au cours de l'étude de la réaction $^{26}\text{Mg} (d, n) ^{27}\text{Al}$, nous avons utilisé le code MANDY écrit par Sheldon et al. (SH 69) dont la version originale a été modifiée pour traiter le cas des particules de spin 0, $\frac{1}{2}$ et 1. En ce qui concerne la réaction $^{29}\text{Si} (d, n) ^{30}\text{P}$, les sections efficaces différentielles dues à la formation du noyau composé ont été évaluées avec un programme écrit par Mermaz du SPNBE de Saclay (UZ 74 a). Enfin, pour les deux autres réactions, nous avons utilisé le code CINDY (SH 73).

Les sections efficaces théoriques $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{HF}}$ calculées à l'aide de ces programmes ne sont variables que pour une réaction procédant uniquement par mécanisme de noyau composé. Elles doivent être multipliées par un facteur de réduction $0 \leq R \leq 1$ (HO 71) pour tenir compte d'une part, des composantes d'interaction directe qui diminuent le flux de particules incidentes avant de former le noyau composé et, d'autre part, de l'augmentation de la section efficace due à toutes les voies de caractéristiques inconnues négligées dans le calcul.

Pour chaque réaction, ce facteur de normalisation R est déterminé de manière arbitraire en choisissant, parmi les distributions angulaires mesurées, des distributions ne contenant pas de composante directe discernable, associées à des niveaux bien isolés dans les spectres de temps de vol, de spin connu et élevé (UZ 75 a - UZ 75 b).

Nous avons constaté qu'un accord de forme satisfaisant entre ces distributions expérimentales et les courbes correspondantes prévues par la théorie de Hauser-Feshbach était réalisé en prenant des quantités R ne s'écartant pratiquement pas d'une valeur moyenne :

R = 0.065	pour la réaction	$^{26}\text{Mg} (d, n) ^{27}\text{Al}$	($E_d = 6$ ou 8 MeV)
R = 0.080	" " "	$^{29}\text{Si} (d, n) ^{30}\text{P}$	($E_d = 6$ ou 8 MeV)
R = 0.070	" " "	$^{30}\text{Si} (d, n) ^{31}\text{P}$	($E_d = 7$ MeV)
R = 0.075	" " "	$^{31}\text{P} (d, n) ^{32}\text{S}$	($E_d = 7$ MeV)

Ces valeurs ont donc été retenues pour tous les autres niveaux étudiés. Elles permettent, en général, de réaliser un accord satisfaisant entre les distributions angulaires expérimentales et théoriques associées à la plupart des autres niveaux (en particulier, des niveaux faiblement peuplés) à l'exception de quelques transitions $\ell_p = 0$.

II-3 MOMENTS ANGULAIRES ORBITAUX ET FACTEURS SPECTROSCOPIQUES EXPÉRIMENTAUX

La détermination du moment de capture du proton ℓ par comparaison entre les distributions angulaires expérimentales et les courbes théoriques (DWBA + HF) appropriées se fait, généralement, sans aucune ambiguïté.

Dans le cas d'un noyau cible pair-pair ($^{26}_{12}\text{Mg}$, $^{30}_{14}\text{Si}$) pour lequel $J_A^{\pi_A} = 0^+$, un seul transfert (ℓ, j) peut permettre d'exciter un état $J_B^{\pi_B}$ donné (voir paragraphe II-1-2). Dans ces conditions, pour chaque niveau, la sommation sur le terme $S_{\ell j} \sigma_{\ell j}(\theta)$ de la relation 11 disparaît et la section efficace directe s'écrit :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DI} = 1.53 \frac{2J_B+1}{2J_A+1} C^2 S \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DWBA} \quad \text{où}$$

S désigne le facteur spectroscopique absolu, la quantité $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DWBA}$ étant calculée par le programme DWUCK. Le rapport de la section efficace expérimentale (à laquelle on soustrait au préalable la contribution due à la formation du noyau composé) à la section efficace calculée par la méthode DWBA donne alors, directement, le facteur spectroscopique cherché. Ce dernier est, généralement, déterminé après l'ajustement des distributions angulaires théoriques et expérimentales pour les angles correspondant au premier maximum des courbes théoriques.

En ce qui concerne les noyaux cibles pair-impair $^{29}_{14}\text{Si}$ et $^{31}_{15}\text{P}$ pour lesquels $J_A^{\pi_A} = \frac{1}{2}^+$, il n'intervient souvent qu'un seul couple de valeur (ℓ, j) ; les facteurs spectroscopiques sont alors déterminés comme précédemment. Toutefois, les états excités du noyau résiduel $J_B^{\pi_B} = 1^+$ et $J_B^{\pi_B} = 2^-$ peuvent être respectivement obtenus par des transferts $\ell = 0 + 2$ et $\ell = 1 + 3$ (paragraphe II-1-2). Dans ces cas, peu nombreux, le meilleur accord entre la distribution angulaire expérimentale (à laquelle est préalablement soustraite la partie HF) et les distributions théoriques DWBA constituant le mélange en proportion convenable est réalisé par un calcul de χ^2 . Dès lors, la détermination des coefficients du mélange permet d'obtenir directement les facteurs spectroscopiques correspondant à chaque moment de transfert.

En fait, il est important de noter que, pour chaque valeur de ℓ (différente de zéro), il existe souvent, compte tenu des règles de sélection et des caractéristiques $J_B^{\pi_B}$ de l'état final, deux valeurs de j possibles, par exemple $j = \frac{3}{2}$ et $j = \frac{5}{2}$ pour les transferts $\ell = 2$ menant à des niveaux 2^+ des noyaux ^{30}P et ^{32}S . Mais comme aucun changement appréciable n'apparaît dans les formes des distributions angulaires théoriques lorsque l'on effectue les calculs DWBA avec ces deux quantités, le facteur spectroscopique est calculé pour la valeur de j théoriquement la plus probable.

Pour les niveaux fortement excités par stripping, les valeurs absolues des facteurs spectroscopiques ou intensités de transition reportées dans les chapitres suivants sont données avec une précision de l'ordre de 25 %. En effet, aux erreurs absolues sur les sections efficaces différentielles peuvent s'ajouter les incertitudes sur les sections efficaces théoriques DWBA qui dépendent des paramètres optiques utilisés. En ce qui concerne les niveaux pour lesquels le mécanisme de noyau composé est prédominant, l'erreur peut atteindre 50 % par suite de l'indétermination supplémentaire portant sur le facteur de réduction choisi. Il convient de préciser que les écarts en valeurs relatives sont néanmoins plus faibles.

II-4 CONDITIONS D'APPLICATION DE LA DWBA

II-4-1 INTRODUCTION

Comme nous l'avons déjà signalé, on est amené, au cours du calcul de la partie directe $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{DI}$, à utiliser des fonctions décrivant la diffusion élastique des neutrons par le noyau final B et des deutérons par le noyau initial A.

Le potentiel optique utilisé pour décrire ces diffusions peut s'écrire sous une forme générale :

$$U(r) = V_c(r) - V_f(x) + \left(\frac{\hbar^2}{m\pi c}\right)^2 V_{so}(\sigma \cdot \ell) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(x_{so}) - i \left[W f(x_w) - 4 W_D \frac{d}{dx_D} f(x_D) \right]$$

Dans cette expression (PE 72),

- $V_c(r)$ représente le potentiel coulombien correspondant à une sphère uniformément chargée de rayon $R_c = r_c A^{1/3}$ avec

$$V_c(r) = \frac{ZZ'e^2}{r} \text{ si } r \geq R_c$$

$$\text{et } V_c(r) = \frac{ZZ'e^2}{2R_c} \left[3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right] \text{ si } r \leq R_c$$

- V, W, W_D sont les profondeurs du puits de potentiel réel ou imaginaire

- la fonction $f(x)$ est la fonction de Woods-Saxon :

$$f(x) = (1 + e^x)^{-1} \text{ avec } x = \frac{r - r_0 A^{1/3}}{a}, \text{ } a \text{ désignant la diffusivité ou}$$

épaisseur du puits et r_0 le rayon de ce puits

- le troisième terme (où $(\frac{\hbar}{m\pi c})^2 = 2.0 \text{ (fermi)}^2$) est un terme de couplage spin-orbite pour tenir compte de la polarisation des nucléons diffusés
- les fonctions $f(x_{so})$, $f(x_w)$ et $f(x_D)$ sont également des fonctions de Woods-Saxon avec les paramètres (diffusivité et rayon) appropriés
- la fonction $4 \frac{d}{dx_D} f(x_D)$ représente une absorption en surface alors que $f(x_w)$ représente une absorption en volume.

II-4-2 POTENTIELS OPTIQUES DES DEUTERONS

Il existe beaucoup de données expérimentales concernant la diffusion des deutérons (d'énergie comprise entre 4 et 12 MeV) sur des noyaux appartenant à la région de masse $27 \leq A \leq 32$.

Bien que des profondeurs de puits réel de l'ordre de 50, 100 ou 150 MeV puissent reproduire de façon tout aussi satisfaisante les formes des distributions de diffusion élastique, nous nous sommes limités à l'utilisation des familles de paramètres optiques dont les potentiels réels sont de l'ordre de 100 MeV. En effet, selon Rook (RO 65), cette valeur est la plus significative physiquement puisqu'elle correspond, approximativement, à la somme des potentiels neutron et proton.

De nombreuses familles de paramètres répondant à la condition précédente ont été testées au cours de notre travail (SC 68 – CU 69 – GR 70a – LA 70 – WO 70 – CH 72 – DJ 72 – SC 73). Seules, quelques-unes sont présentées dans le tableau II-1.

Tableau II-1

Paramètres des potentiels optiques utilisés pour les deutérons (D) dans l'analyse DWBA des distributions angulaires.

Dénomi- nation	V (MeV)	r (fm)	a (fm)	W_D (MeV)	r_D (fm)	a_D (fm)	V_{so} (MeV)	r_{so} (fm)	a_{so} (fm)	Réfé- rence
D ₁	112.05	1.05	0.86	14.68	1.57	0.62	9	0.75	0.40	SC 68
D ₂	98.30	1.20	0.79	24.20	1.54	0.45	12.8	1.20	0.79	CH 72
D ₃	116.3	1.05	0.81	14.4	1.46	0.74				DJ 72
D ₄	108.2	1.07	0.86	20.8	1.49	0.53	12	0.95	0.50	GR 70 a

Les paramètres D₁ mentionnés dans ce tableau ont été déterminés par Schwandt et Haeberli (SC 68) lors d'une étude de la diffusion des deutérons de 7 MeV sur ²⁷Al. La série D₂ est celle utilisée par

Chen et al. (CH 72) pour l'analyse de la réaction $^{27}\text{Al} (d,p) ^{28}\text{Al}$ effectuée à $E_d = 6$ MeV. Les jeux de paramètres D_3 et D_4 ont été obtenus par diffusion élastique des deutérons sur le noyau ^{28}Si à $E_d = 7$ MeV (Djaloeis et Nurzynski (DJ 72)) et $E_d = 11.8$ MeV (Griffith et al. (GR 70a)).

Les figures II-1 et II-2, données à titre d'exemple, montrent l'influence du potentiel optique de la voie d'entrée sur les distributions angulaires calculées par le programme DWUCK pour un même ensemble de paramètres neutrons.

De manière générale, pour toutes les réactions étudiées, le meilleur accord entre les résultats expérimentaux et les courbes calculées est réalisé avec les paramètres des familles D_1 et D_4 . Les valeurs absolues des sections efficaces différentielles théoriques obtenues à l'aide de l'ensemble D_1 rendent très bien compte de la plupart des facteurs spectroscopiques extraits en réaction $(\mathcal{E}, d)$ pour les états $T_{\leq}$. Il n'en est, cependant, pas de même lorsque l'on utilise le potentiel D_4 ; en effet, les facteurs spectroscopiques peuvent alors différer de 20 à 30 %.

Le jeu de paramètres D_1 a donc été définitivement adopté pour les quatre réactions faisant l'objet du présent travail.

II-4-3 POTENTIELS OPTIQUES DES NEUTRONS

Pour des réactions (d, n) , il est bien connu que si les sections efficaces différentielles sont assez sensibles au choix des paramètres de la voie d'entrée, elles le sont, par contre beaucoup moins, à celui de la voie de sortie. Nous n'avons donc pas jugé utile d'effectuer des tests semblables à ceux brièvement décrits dans le paragraphe précédent.

L'énergie E des neutrons émis au cours des quatre réactions étudiées restant inférieure à 15 MeV, les paramètres optiques pour la voie de sortie sont tirés des expressions semi-empiriques formulées par Wilmore et Hodgson (WI 64). Ces expressions, valables pour des noyaux (de masse A) tels que le silicium, le soufre, le calcium etc ... s'écrivent :

$$\begin{aligned} V &= 47.01 - 0.267 E - 0.0018 E^2 \\ W_D &= 9.52 - 0.053 E \\ r &= 1.322 - 7.6 \cdot 10^{-4} A + 4 \cdot 10^{-6} A^2 - 8 \cdot 10^{-9} A^3 \\ r_D &= 1.266 - 3.7 \cdot 10^{-4} A + 2 \cdot 10^{-6} A^2 - 4 \cdot 10^{-9} A^3 \\ a &= 0.66 \\ a_D &= 0.48 \end{aligned}$$

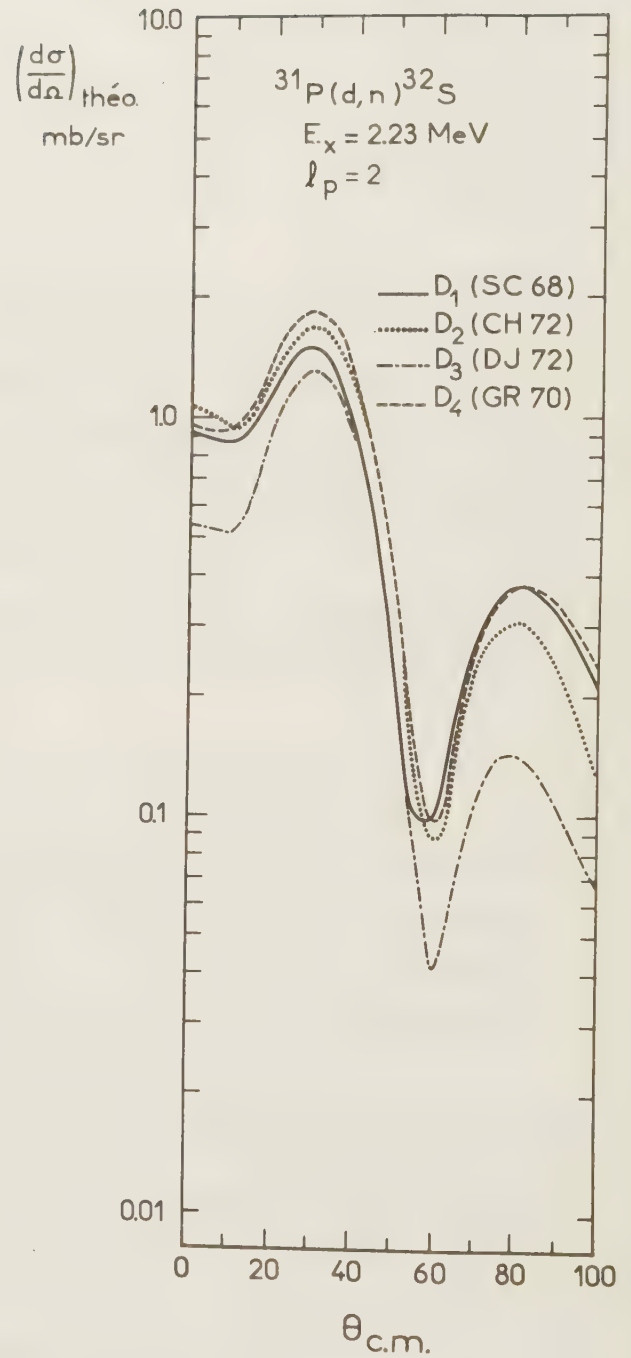
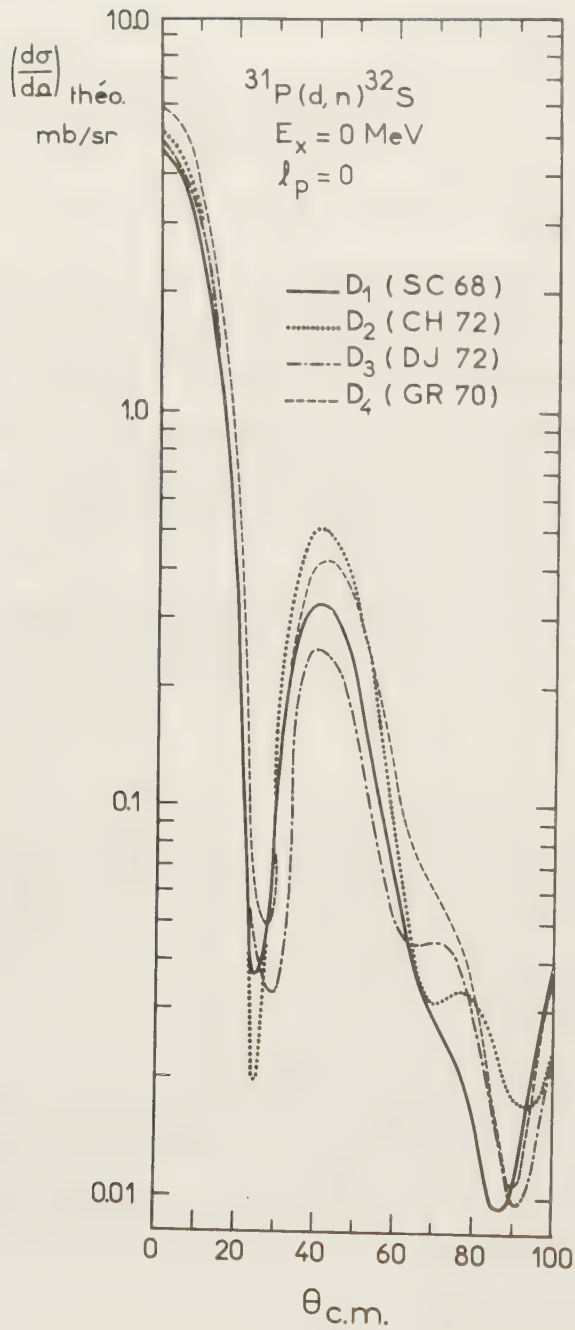


Fig. 11-1 et 11-2. — Influence du potentiel optique de la voie deuteron sur les distributions angulaires calculées en DWBA pour les transitions $\ell_p = 0$ et $\ell_p = 2$ associées respectivement au niveau fondamental et au niveau à 2.23 MeV peuplés au cours de la réaction $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$ effectuée à $E_d = 7 \text{ MeV}$.

En outre, nous avons introduit un potentiel spin-orbite de 7 MeV suivant les suggestions de Perey et Perey (PE 72).

II-4.4 FACTEUR DE FORME

La valeur absolue de la section efficace calculée, et donc du facteur spectroscopique extrait, dépend beaucoup du facteur de forme.

Pour calculer celui-ci, on détermine la fonction d'onde du proton capturé en utilisant un potentiel de la forme $V_c + V_N$ où V_c représente le potentiel coulombien d'une sphère uniformément chargée et V_N le potentiel nucléaire (de Woods-Saxon). La profondeur du puits de Woods-Saxon est ajustée de sorte que l'énergie de liaison du proton dans ce puits soit égale à l'énergie de séparation expérimentalement observée. Dans le cas d'une réaction $A(d, n) B$, cette énergie de liaison s'écrit $E_B = -(\mathcal{E} + Q)$ où $\mathcal{E}$ désigne l'énergie de liaison du deutéron ($\mathcal{E} = 2.226$ MeV) et Q la chaleur de la réaction à laquelle on retranche l'énergie d'excitation du niveau considéré.

Les autres paramètres choisis dans notre étude ont pour valeur :

$r = 1.25$ fm et $a = 0.65$ fm. Le coefficient λ intervenant dans le terme spin-orbite est pris égal à 25.

Pour les niveaux dont l'énergie d'excitation se situe au-dessus du seuil d'émission de proton, le type d'analyse précédent est extrapolé en calculant la distribution angulaire pour un proton très faiblement lié (50 keV).

II-4.5 NON-LOCALITÉ DES POTENTIELS ET PORTÉE FINIE

Il est désormais couramment admis que l'on doit tenir compte dans les calculs DWBA de la non-localité des potentiels optiques. Une simulation de cette non-localité est généralement réalisée en multipliant les fonctions d'onde radiales obtenues au moyen d'un potentiel local $U(r)$ par le facteur

$$C \left[1 - \frac{\mu \beta^2}{2 \hbar^2} U(r) \right]^{-1/2} \quad \text{où}$$

μ désigne la masse réduite

β le paramètre de non-localité ($\beta_n = \beta_p = 0.85$ fm ; $\beta_d = 0.54$ fm)

$C = 1$ pour les fonctions d'onde radiales de diffusion

$C > 1$ pour la fonction d'onde radiale du proton transféré

Par ailleurs, nous avons vu dans le paragraphe II-1-1 que les effets de la portée finie du potentiel d'interaction V_{np} ont été négligés par l'approximation de portée nulle. Il est cependant possible de tenir compte de ces effets en introduisant un terme correctif dans les calculs de portée nulle. Cette correction (ou méthode de l'approximation de l'énergie locale) consiste à multiplier la partie radiale du facteur de forme par le terme

$$\Lambda(r) = 1 - \left[U_d(r) - U_n(r) - U_p(r) - \varepsilon \right] \frac{R^2 M_n M_p}{2 \hbar^2 M_d}$$

U_d , U_n et U_p étant les potentiels optiques pour les particules d, n et p

M_d , M_n et M_p les masses de ces particules

ε l'énergie de liaison du deutéron

R le paramètre caractérisant la portée de l'interaction neutron-proton ($R = 0.62$ fm).

Les calculs DWBA peuvent être effectués en associant de manière différente les approximations signalées précédemment. Le tableau II-2 indique les diverses combinaisons qui ont été testées au cours de ce travail, en particulier, pour la transition $\ell_p = 0$ menant au premier état $T = \frac{3}{2}$ du noyau ^{27}Al ($E_x = 6.81$ MeV, $J^\pi = \frac{1}{2}^+$) et pour la transition $\ell_p = 2$ menant au second état $T = \frac{3}{2}$ du même noyau ($E_x = 7.86$ MeV, $J^\pi = \frac{3}{2}^+$).

Tableau II-2

Potentiel dans les voies d'entrée et de sortie	Potentiel dans la capture	Portée du potentiel V_{np}	Rayon de coupure (cut. off.) (fm)	Combinaison
local (L)	local (L)	nulle (ZR)	0	L - ZR
local (L)	local (L)	nulle (ZR)	4	L - ZR-CO
local (L)	local (L)	finie (FR)	0	L - FR
non local (NL)	local (L)	finie (FR)	0	NL - FR
non local (NL)	non local (NL)	finie (FR)	0	NLBS - FR

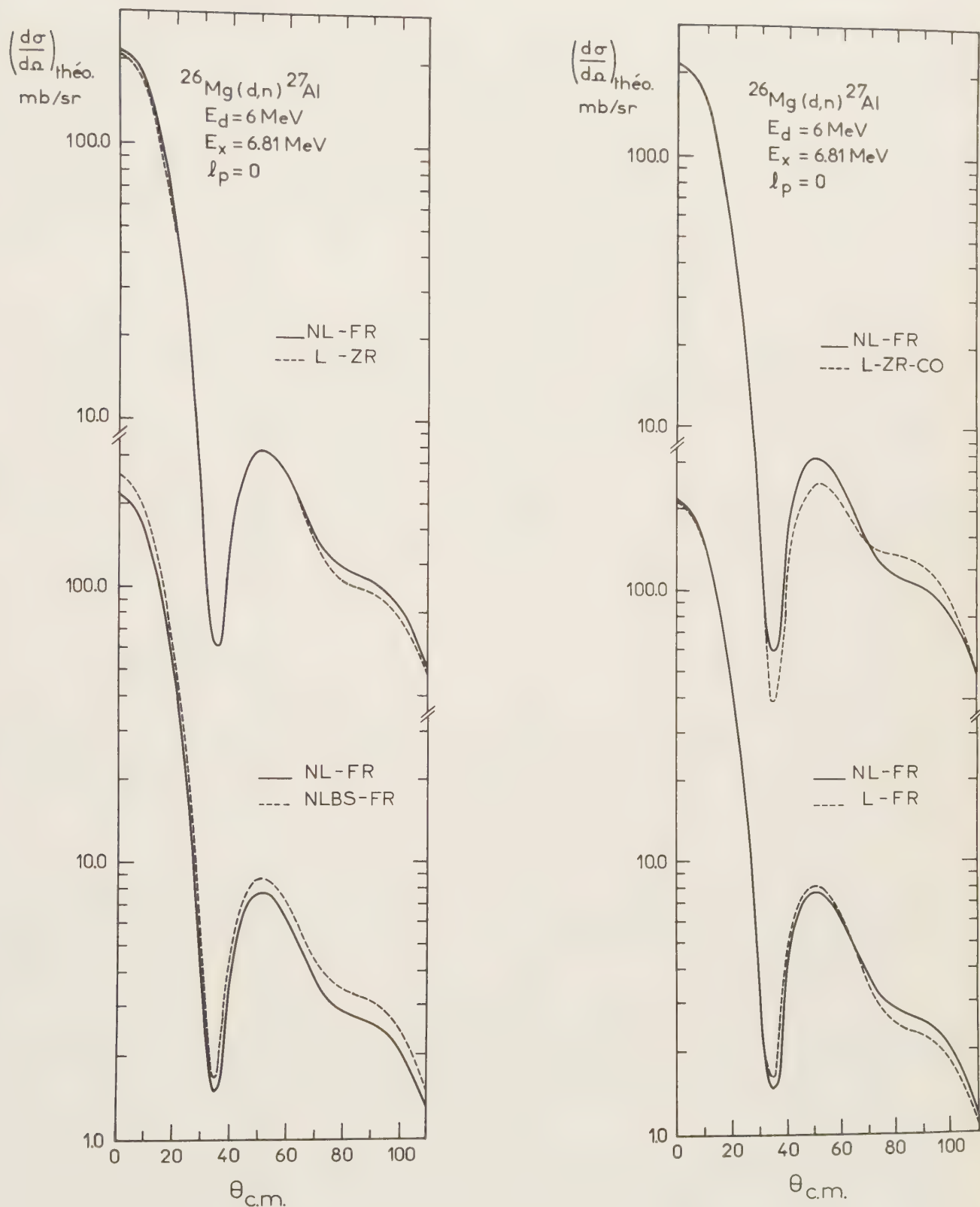


Fig. II-3.— Influence de la non-localité des potentiels optiques, de la portée finie du potentiel d'interaction et d'un faible rayon de coupure sur les sections efficaces calculées en DWBA pour la transition $\ell_p = 0$ associée au premier niveau d'isospin $T = \frac{3}{2}$ du noyau ^{27}Al ($E_x = 6.81 \text{ MeV}$, $J^\pi = \frac{1}{2}^+$).

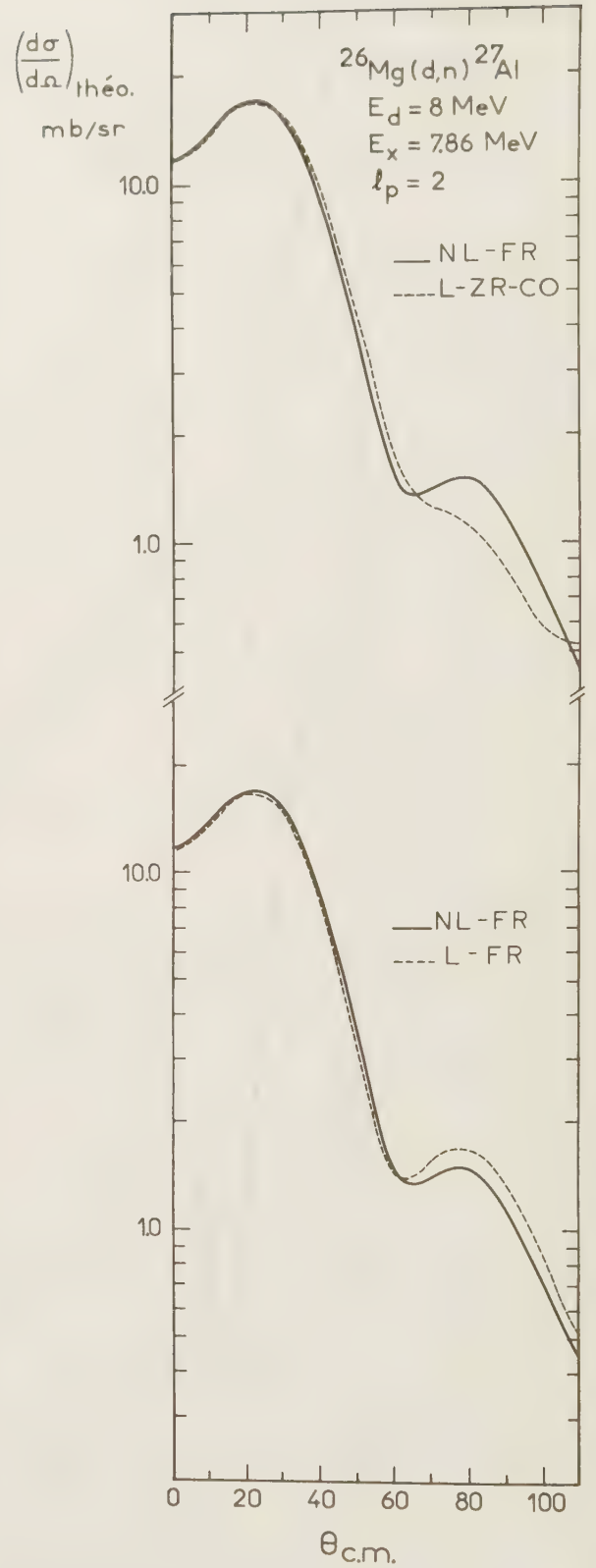
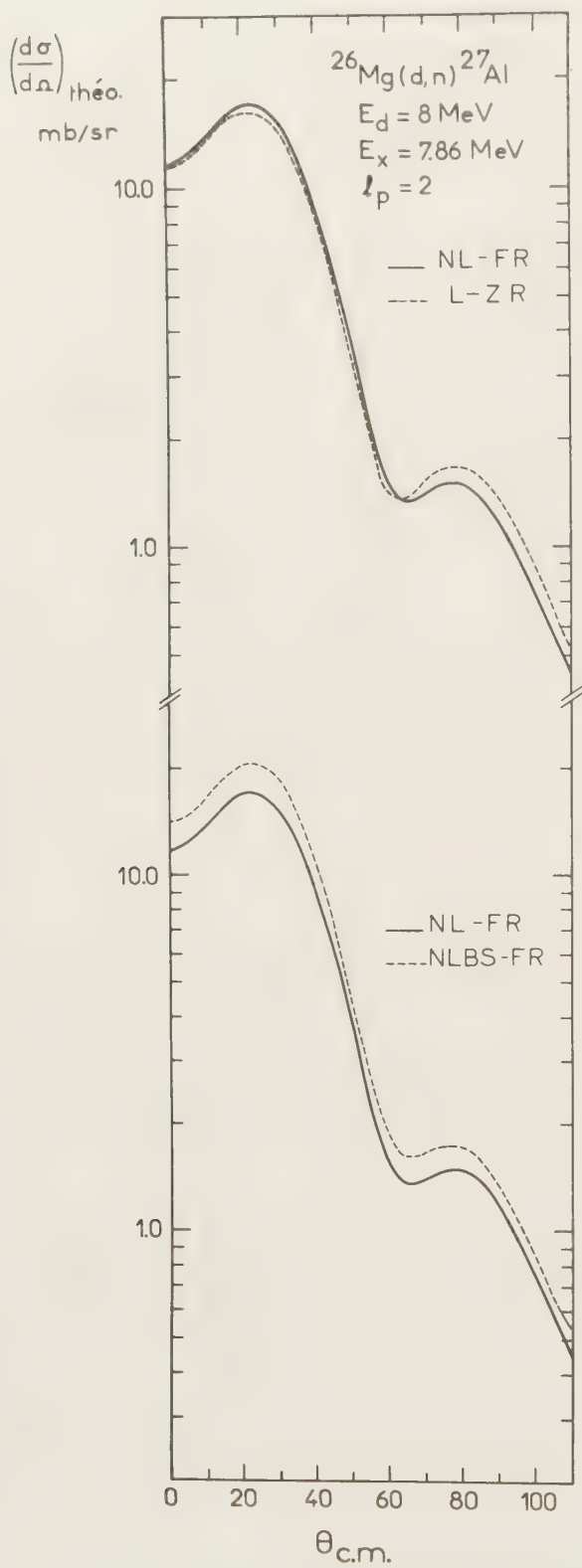


Fig. 11-4.— Influence de la non-localité des potentiels optiques, de la portée finie du potentiel d'interaction et d'un faible rayon de coupure sur les sections efficaces calculées en DWBA pour la transition $\ell_p = 2$ associée au second niveau d'isospin $T = \frac{3}{2}$ du noyau ^{27}Al ($E_x = 7.86 \text{ MeV}$, $J^\pi = \frac{3}{2}^+$).

Les effets provoqués par ces approximations ou corrections sont illustrés dans les figures 11-3 et 11-4 ou résumés dans le tableau 11-3. Dans l'ensemble, ces effets sont peu importants lorsque l'on considère la forme des distributions angulaires, tout au moins vers l'avant. Par contre, l'introduction de la non-localité des potentiels dans la fonction d'onde décrivant la capture du proton augmente de façon sensible les sections efficaces théoriques provoquant ainsi une diminution importante (de l'ordre de 20 à 30 %) des facteurs spectroscopiques.

Tableau 11-3 *

Influence de la non-localité des potentiels optiques, de la portée finie du potentiel d'interaction V_{np} et d'un faible rayon de coupure sur les sections efficaces calculées en DWBA pour les transitions $\ell_p=0$ et $\ell_p=2$ associées respectivement aux deux premiers niveaux d'isospin $T = \frac{3}{2}$ du noyau ^{27}Al [$E_x = 6.81 \text{ MeV}$ ($J^\pi = \frac{1}{2}^+$) et $E_x = 7.86 \text{ MeV}$ ($J^\pi = \frac{3}{2}^+$)]

Niveau de ^{27}Al	ℓ_p	$\frac{\text{NL} - \text{FR}}{\text{NL} - \text{FR}}$	$\frac{\text{NLBS} - \text{FR}}{\text{NL} - \text{FR}}$	$\frac{\text{L} - \text{ZR}}{\text{NL} - \text{FR}}$	$\frac{\text{L-ZR-CO}}{\text{NL} - \text{FR}}$	$\frac{\text{L} - \text{FR}}{\text{NL} - \text{FR}}$
6.81 MeV ($E_d = 6 \text{ MeV}$)	0	1.00	1.17	0.96	0.995	0.98
7.86 MeV ($E_d = 8 \text{ MeV}$)	2	1.00	1.20	0.96	0.99	0.98

* Les rapports sont calculés pour l'angle où $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{DWBA}}$ est maximum.

En définitive, pour l'analyse DWBA des quatre réactions étudiées, il a été tenu compte des effets de portée finie et de non-localité des potentiels dans les voies d'entrée et de sortie uniquement.

Le tableau 11-4, donné à titre d'exemple, rassemble les valeurs de tous les paramètres utilisés dans les calculs DWBA et Hauser-Feshbach effectués au cours de l'étude de la réaction $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$.

Les tableaux valables pour les autres réactions ont déjà été publiés (UZ 74a et UZ 75a).

Tableau 11-4

Paramètres utilisés dans les calculs DWBA et HF au cours de l'étude de la réaction $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$.

Voie	V (MeV)	r (fm)	a (fm)	W (MeV)	r _w (fm)	a _w (fm)	W _D (MeV)	r _D (fm)	a _D (fm)	V _{s.o.} (MeV)	r _{s.o.} (fm)	a _{s.o.} (fm)	r _c (fm)	β
$^{31}\text{P} + d$	a)	112.05	1.05	0.86			14.68	1.57	0.62	9	0.75	0.40	1.25	0.54
$^{32}\text{S} + n$	b)	≈ 45 e)	1.30	0.66			≈ 9 e)	1.26	0.48	7	1.30	0.66		0.85
Capture	f)	1.25	0.65							λ = 25			1.3	0
$^{32}\text{P} + p$	c)	≈ 50 g)	1.25	0.65			9.54	1.25	0.47	7.5	1.25	0.65		
$^{30}\text{Si} + \alpha$	d)	145	1.30	0.67	18	1.63	0.48							
$^{29}\text{Si} + \alpha$	d)	197.1	1.35	0.59	17	1.35	0.59							

a) Réf. (SC 68)

b) Réf. (W1 64)

c) Réf. (PE 63)

d) Réf. (MC 70)

e) Ces valeurs dépendent légèrement de l'énergie neutron ; la dépendance utilisée est donnée dans la Réf. (W1 64).

f) V calculé par le programme DWUCK.

g) Cette valeur dépend légèrement de l'énergie proton (voir réf. (PE 63)).

CHAPITRE III

ETUDE DE LA RÉACTION $^{26}\text{Mg}(d,n)^{27}\text{Al}$ à $E_d = 6$ et 8 MeV

III-1 INTRODUCTION

La plupart des réactions de transfert d'un nucléon menant au noyau ^{27}Al ont déjà été étudiées (EN 73), permettant ainsi d'apporter des renseignements précieux sur les propriétés de ce noyau. Toutefois, dans ces diverses expériences réalisées parfois avec une résolution en énergie insuffisante, la région d'énergie d'excitation comprise entre 6 et 9 MeV n'a pu être explorée de façon satisfaisante. De plus, pour les premiers niveaux excités, les facteurs spectroscopiques obtenus en réaction (d,n) à une énergie incidente de 3 MeV (LA 67) divergent souvent notablement de ceux déterminés en réaction $(\bar{z},d)$ (BO 69, AL 69, LU 70). Dès lors, il nous a paru intéressant d'étudier la réaction $^{26}\text{Mg}(d,n)^{27}\text{Al}$ aux énergies incidentes les plus appropriées à l'obtention d'une bonne résolution en énergie pour les régions précitées.

Les mesures effectuées avec un faisceau de deutérons de 6, puis de 8 MeV, nous ont permis d'identifier 70 niveaux du noyau ^{27}Al entre l'état fondamental et une énergie d'excitation de 10 MeV. Une dizaine de distributions angulaires (parmi l'ensemble des distributions analysées) caractéristiques d'un mécanisme de réaction direct ont été observées pour la première fois au cours d'une réaction de transfert. Dans ces conditions, la détermination du moment angulaire orbital du proton transféré ℓ_p nous autorise à proposer des valeurs de spin et parité pour les niveaux correspondants. En particulier, plusieurs niveaux $\frac{1}{2}^-$ ou $\frac{3}{2}^-$ alimentés par des transitions $\ell_p = 1$ ont été mis en évidence ; ceci constitue un résultat intéressant dans la mesure où l'on ne possédait jusqu'alors que peu de renseignements sur les niveaux à parité négative de ^{27}Al . Au cours du présent travail, il a été également possible de lever les ambiguïtés sur les facteurs spectroscopiques extraits antérieurement au moyen des réactions (d,n) et $(\bar{z},d)$

Pendant l'analyse des résultats, il est apparu que l'allure de certaines distributions angulaires n'était pas toujours parfaitement reproduite par les calculs effectués dans le cadre de l'approximation de Born en ondes déformées ou d'un mécanisme de réaction par noyau composé. Le noyau cible étant déformé, il nous a semblé intéressant d'examiner l'influence d'une modification des rayons des potentiels optiques sur quelques distributions suivant la méthode proposée par Kunz et al. (KU 69).

Jusqu'à ce jour, deux voies théoriques ont été principalement suivies pour tenter d'expliquer la structure du noyau ^{27}Al . Les prévisions fournies par les modèles collectifs et, plus particulièrement, le modèle rotationnel à couplage fort d'une part, et le modèle en couches d'autre part, ont donc été comparées à nos données expérimentales.

III-2 ÉNERGIES D'EXCITATION

La fig. III-1 représente un spectre de temps de vol des neutrons émis au cours de la réaction étudiée à l'angle de 35° pour des deutérons incidents de 6 MeV.

Soixante-dix groupes de neutrons correspondant à des niveaux de ^{27}Al , d'énergie d'excitation inférieure à 10 MeV, ont été identifiés à plusieurs angles au moins. Toutefois, certains de ces groupes n'ont pu être résolus, en particulier les niveaux à 2.98 et 3.00 MeV.

Les énergies d'excitation, indiquées dans le tableau III-1, ont été calculées à partir de la moyenne des valeurs (trois au minimum) obtenues à 6 angles différents pour chaque énergie incidente. Il est à noter que ces valeurs diffèrent légèrement de celles mentionnées dans notre récente communication (UZ 74 b) où la position précise des pics neutrons analysés n'avait été déterminée qu'à un seul angle. Les erreurs reportées dans le tableau III-1 représentent deux fois l'écart-type sur la moyenne des valeurs obtenues aux différents angles. Dans ce même tableau, les énergies d'excitation issues du présent travail sont comparées d'une part, à celles proposées par Endt et Van der Leun (EN 67, EN 73), d'autre part à celles déterminées en réaction $^{27}\text{Al}(p,p')^{27}\text{Al}$ par Kamykowski et Browne (KA 72). De nombreuses divergences apparaissent entre ces différents résultats, plus particulièrement dans la région d'énergie d'excitation comprise entre 6 et 8.5 MeV ; nos valeurs semblent plus proches de celles indiquées par Kamykowski et Browne.

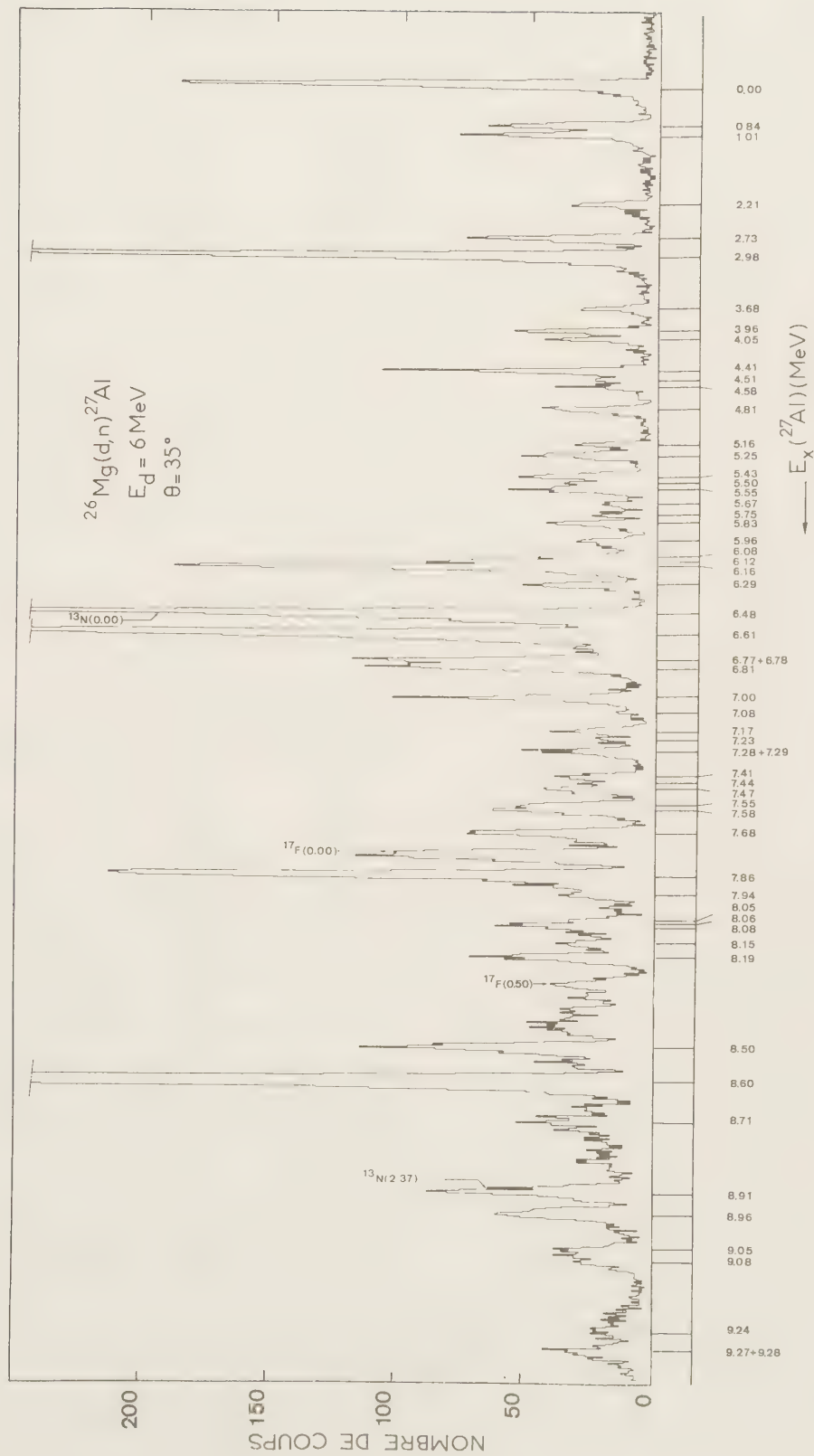


Fig. III-1.- Spectre de temps de vol des neutrons émis au cours de la réaction $^{26}\text{Mg}(d,n)^{27}\text{Al}$ à une énergie incidente de 6 MeV et à l'angle $\theta_{lab} = 35^\circ$.

Tableau III-1
Energie d'excitation des niveaux du noyau ^{27}Al

E_x (keV)			E_x (keV)		
a)	b)	c)	a)	b)	c)
0	0		7229 $\pm$ 5	7227 $\pm$ 3	7226.3
844 $\pm$ 8	843.76 $\pm$ 0.03		7283 $\pm$ 4	7286 $\pm$ 3	7280.3
1013 $\pm$ 10	1014.46 $\pm$ 0.04		7414 $\pm$ 6	7412 $\pm$ 3	7412.6
2210 $\pm$ 12	2210.5 $\pm$ 0.6		7446 $\pm$ 4	7443.7 $\pm$ 1.5	7440.8
2731 $\pm$ 7	2734.0 $\pm$ 0.9		7482 $\pm$ 4	7471 $\pm$ 3	7475.8
2981 $\pm$ 5	2981.1 $\pm$ 0.9		7554 $\pm$ 5	7547 $\pm$ 4	7548.7
	3004.2 $\pm$ 0.8		7578 $\pm$ 5	7577 $\pm$ 3	7577.9
3675 $\pm$ 6	3678.4 $\pm$ 0.6		7678 $\pm$ 5	7680 $\pm$ 5	7678.5
3951 $\pm$ 7	3955.9 $\pm$ 0.6		7725 $\pm$ 6	7724 $\pm$ 3	7721.1
4045 $\pm$ 8	4054.3 $\pm$ 0.7		7862 $\pm$ 4	7865 $\pm$ 4	7857.9
4405 $\pm$ 5	4409.4 $\pm$ 0.8		7904 $\pm$ 4	7908 $\pm$ 3	7900.0
4505 $\pm$ 8	4510.3 $\pm$ 0.5		7946 $\pm$ 6	7944 $\pm$ 6	7949.3
4579 $\pm$ 10	4580.0 $\pm$ 0.8		8069 $\pm$ 9	8077 $\pm$ 6	8065.6
4806 $\pm$ 7	4812 $\pm$ 2		8135 $\pm$ 5	8148 $\pm$ 3	8135.5
5152 $\pm$ 6	5155 $\pm$ 2		8187 $\pm$ 4	8195 $\pm$ 3	8181.3 $\pm$ 2.9
5242 $\pm$ 6	5246 $\pm$ 2		8498 $\pm$ 5		
	5418 $\pm$ 4	5417.4 $\pm$ 2.0	8604 $\pm$ 5	8597	
5429 $\pm$ 5	5433 $\pm$ 2	5432.3 $\pm$ 2.0	8717 $\pm$ 6	8708	
	5438 $\pm$ 4	5437.4	8916 $\pm$ 6	8908	
5497 $\pm$ 5	5500.0 $\pm$ 1.0	5498.9 $\pm$ 2	8971 $\pm$ 6	8963	
5545 $\pm$ 6	5551 $\pm$ 2	5549.3	9058 $\pm$ 5	9050	
5668 $\pm$ 6	5669 $\pm$ 2	5666.0	9093 $\pm$ 9	9079	
5748 $\pm$ 8	5751 $\pm$ 2	5748.7	9199 $\pm$ 5	9189	
5828 $\pm$ 4	5828 $\pm$ 2	5825.6		9235	
5962 $\pm$ 9	5959 $\pm$ 2	5959.5	9239 $\pm$ 5	9238	
6087 $\pm$ 9	6082 $\pm$ 2	6079.0		9270	
6116 $\pm$ 6	6117 $\pm$ 2	6113.8	9280 $\pm$ 5	9273	
6155 $\pm$ 4	6160 $\pm$ 2	6157.4		9275	
6281 $\pm$ 5	6287 $\pm$ 3	6281.7	9366 $\pm$ 8	9358	
6475 $\pm$ 5	6479 $\pm$ 2	6475.0		9389	
6530 $\pm$ 5	6537 $\pm$ 4	6533.1	9398 $\pm$ 11	9400	
6605 $\pm$ 4	6606 $\pm$ 2	6603.5	9432 $\pm$ 10		
6652 $\pm$ 5	6653 $\pm$ 2	6649.8	9487 $\pm$ 7	9473	
6710 $\pm$ 6	6718 $\pm$ 3	6712.5	9521 $\pm$ 7	9510	
	6770 $\pm$ 4	6765.1	9609 $\pm$ 5	9598	
6773 $\pm$ 4	6778 $\pm$ 3	6775.9	9636 $\pm$ 6	9627	
6813 $\pm$ 4	6815 $\pm$ 2	6811.9	9674 $\pm$ 5	9663	
6995 $\pm$ 7	6997 $\pm$ 3	6992.4	9720 $\pm$ 6	9714	
7069 $\pm$ 7	7077 $\pm$ 4	7070.5	9840 $\pm$ 5	9838	
7174 $\pm$ 6	7173.7 $\pm$ 1.5	7173.2 $\pm$ 2.5			

a) Présent travail

b) Réfs. (EN 67, EN 73)

c) Réf. (KA 72).

III-3 DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

Pour chaque énergie incidente, une cinquantaine de distributions angulaires ont été obtenues. Dans ce mémoire sont présentées les distributions mesurées à l'énergie incidente la plus élevée ($E_d = 8$ MeV), à l'exception des transitions $\ell_p = 0$. Pour ces transitions, il nous a paru plus intéressant de montrer les distributions obtenues à 6 MeV dans un domaine angulaire plus étendu (de 0° à 100°).

Sur les figs. III-2 à III-5, les barres d'erreur représentent uniquement des erreurs statistiques, l'énergie d'excitation des niveaux du noyau ^{27}Al provient des deux dernières compilations réalisées par Endt et Van der Leun (EN 67, EN 73).

III-3-1 TRANSITIONS $\ell_p = 0$

Le noyau cible ^{26}Mg étant pair-pair, les niveaux de ^{27}Al peuplés par un mécanisme direct ont une parité $(-1)^{\ell_p}$ définie par la détermination du moment de capture du proton ℓ_p et les valeurs possibles du spin $J = \ell_p \pm \frac{1}{2}$. Ainsi, les niveaux correspondant à des transitions $\ell_p = 0$ ont des caractéristiques $J^\pi = \frac{1}{2}^+$. Les distributions angulaires expérimentales convenablement reproduites par un moment de transfert nul sont montrées dans la fig. III-2. Nous verrons dans le paragraphe III-4 comment l'accord entre les points expérimentaux et les courbes théoriques peut être amélioré en modifiant les rayons des potentiels optiques.

Les niveaux à 0.84, 3.68 et 6.81 MeV ont des caractéristiques $J^\pi = \frac{1}{2}^+$ conformes à celles établies antérieurement, le niveau à 6.81 MeV étant, par ailleurs, le premier état $T = \frac{3}{2}$ du noyau ^{27}Al (EN 73). Les attributions $J^\pi = \frac{1}{2}^+$ pour les niveaux à 7.08 et 8.15 MeV constituent, par contre, des attributions nouvelles. Un spin $\frac{1}{2}$ a déjà été proposé, à partir de l'étude de la réaction $^{26}\text{Mg}(p, \gamma)^{27}\text{Al}$, par Van der Leun et al. (VA 56, VA 67, SH 67, EN 67) pour le niveau à 8.71 MeV et par Ophel et Lawergren (OP 62) pour le niveau à 9.08 MeV. Le présent travail confirme cette valeur du spin et permet de proposer une parité positive.

III-3-2 TRANSITIONS $\ell_p = 1$

La fig. III-3 montre les distributions angulaires caractéristiques d'un transfert $\ell_p = 1$. De manière générale, les courbes théoriques s'accordent bien avec les distributions expérimentales sans aucune ambiguïté. Pour les niveaux correspondants, les règles de sélection permettent de proposer les caractéristiques $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ ou $\frac{3}{2}^-$.

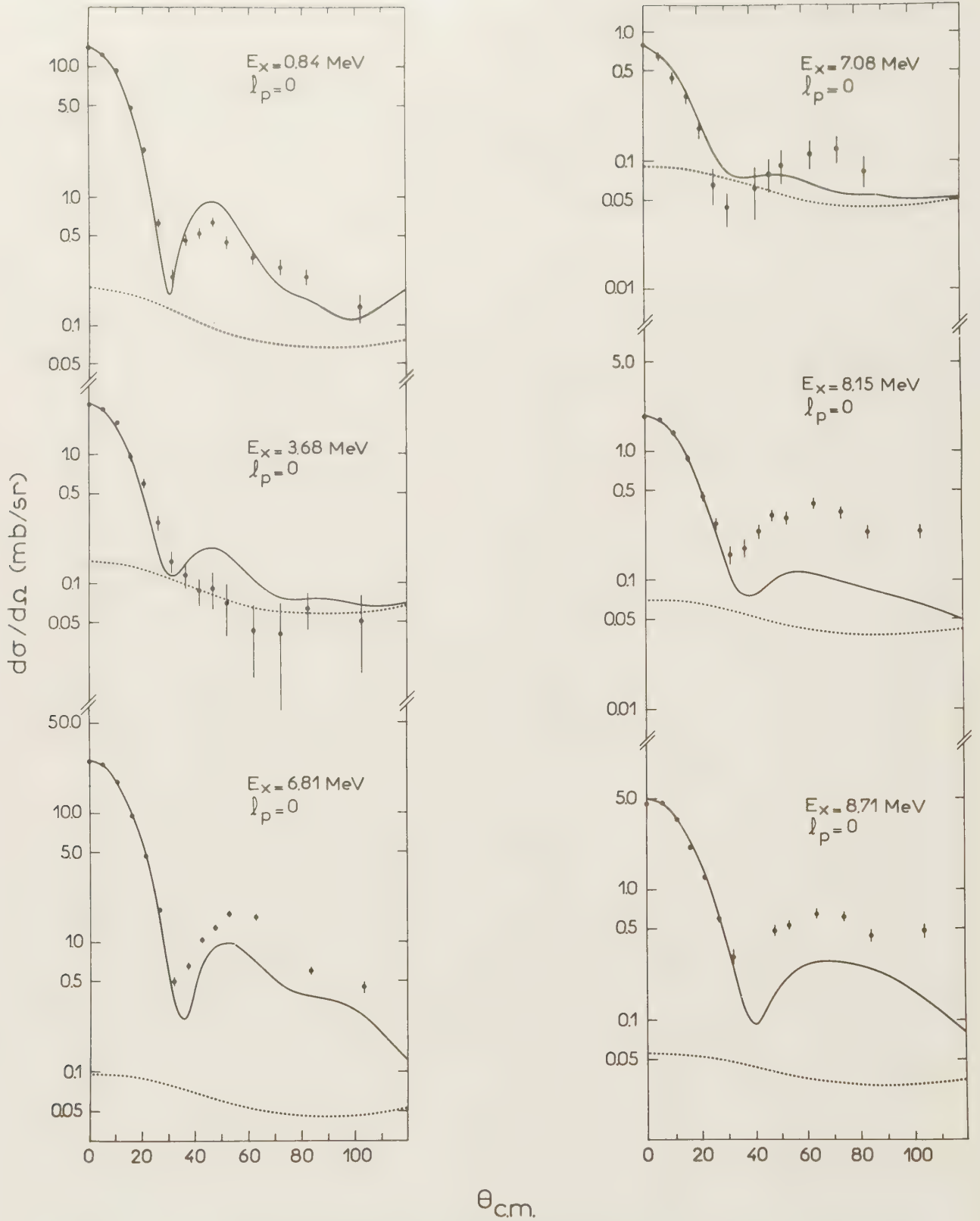


Fig. III-2. — Distributions angulaires des neutrons issus de la réaction $^{26}\text{Mg}(d,n)^{27}\text{Al}$ effectuée à 6 MeV correspondant à un transfert $\ell_p = 0$. Les barres d'erreur tiennent compte uniquement des erreurs statistiques. Les courbes en pointillés représentent la contribution du noyau composé calculée à partir de la théorie de Hauser-Feshbach (HF). Les courbes en traits pleins correspondent à l'addition incohérente des résultats des calculs DWBA et HF.

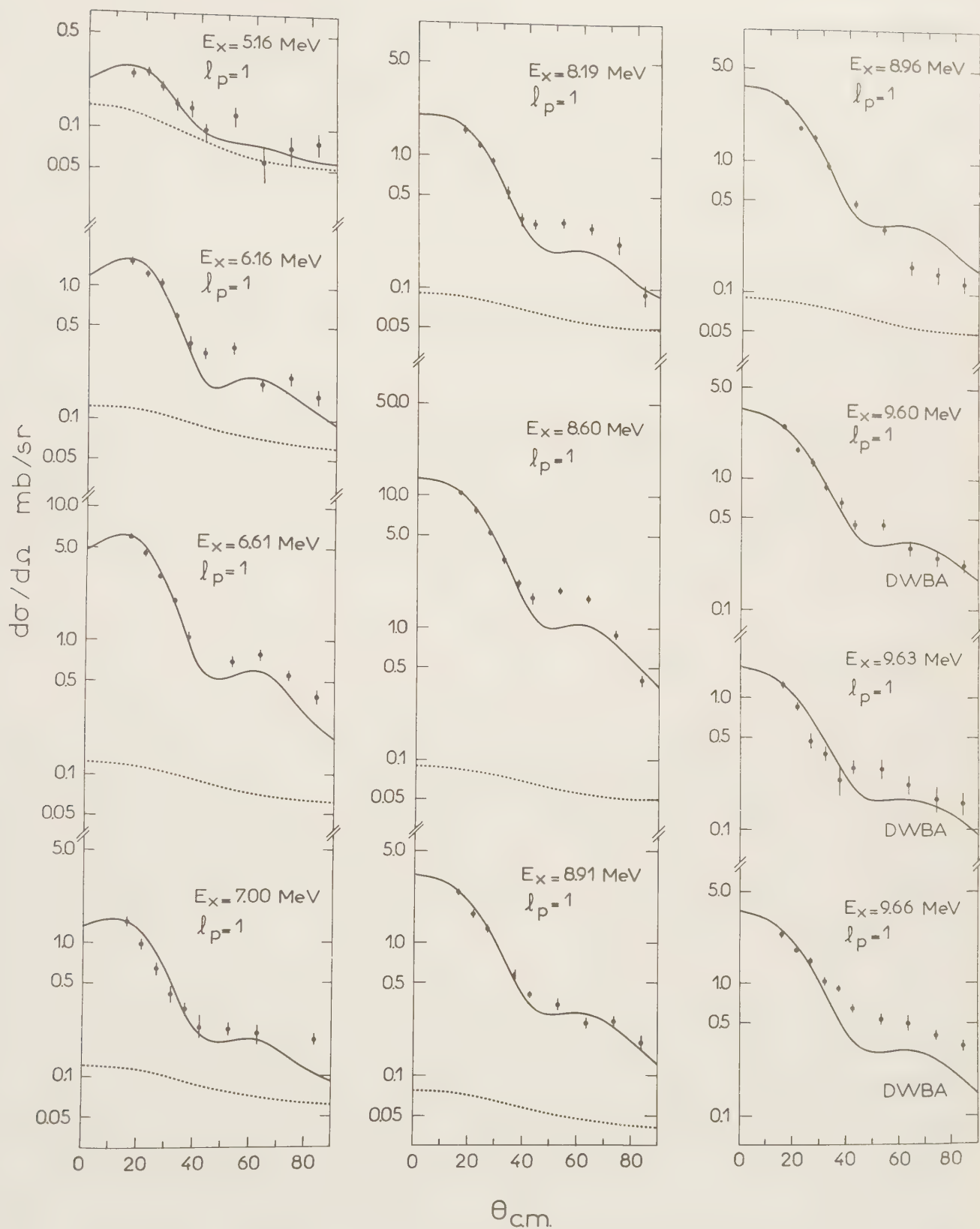


Fig. III-3.— Distributions angulaires des neutrons issus de la réaction $^{26}\text{Mg}(d,n)^{27}\text{Al}$ effectuée à 8 MeV correspondant à un transfert $l_p = 1$. Par ailleurs, voir légende fig. III-2.

Le transfert $\ell_p = 1$, auquel conduit l'analyse des distributions angulaires associées aux niveaux à 6.16, 6.61 et 7.00 MeV, est en désaccord avec les valeurs $\ell_p = 2$, $\ell_p = 0$ et $\ell_p = 2$ respectivement proposées par Bohne et al. (BO 69) lors d'une étude de la réaction $^{26}\text{Mg}(\alpha, d)^{27}\text{Al}$. Dans une autre étude de cette réaction, Lutz et al. (LU 70) ont, par contre, obtenu la valeur $\ell_p = 1$ pour le premier de ces niveaux, la présence des deux autres niveaux n'étant pas mentionnée.

Le niveau à 8.19 MeV, observé pour la première fois dans une réaction de transfert, convenablement ajusté par une courbe théorique DWBA $\ell_p = 1$, a donc également pour caractéristiques probables $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ ou $\frac{3}{2}^-$.

Des caractéristiques J^π ont déjà été proposées pour les niveaux à 5.16 ($\frac{1}{2}, \frac{3}{2}$), 8.60 ($\frac{3}{2}$), 8.91 ($\frac{1}{2}$), 8.96 ($\frac{3}{2}$), 9.60 ($\frac{3}{2}$), 9.63 ($\frac{1}{2}$), 9.66 ($\frac{1}{2}$) MeV grâce à l'observation des désexcitations électromagnétiques au moyen de la réaction $^{26}\text{Mg}(p, \gamma)$ (VA 56, VA 67, SH 67, EN 67). Le présent travail confirme ces résultats antérieurs et permet d'attribuer une parité négative pour les niveaux à 8.91 et 8.96 MeV.

III-3-3 TRANSITIONS $\ell_p = 2$

D'après les règles de sélection, les niveaux atteints par un transfert $\ell_p = 2$ au cours de la réaction $^{26}\text{Mg}(d, n)^{27}\text{Al}$ possèdent une parité positive et une valeur de spin égale à $\frac{3}{2}$ ou $\frac{5}{2}$. Pour tous les niveaux étudiés (fig. III-4), et plus particulièrement ceux à 3.96 et 4.41 MeV, les résultats obtenus sont compatibles avec les attributions reportées dans la réf. (EN 73). Dans une précédente étude de la réaction (d, n) effectuée à l'énergie incidente de 3 MeV par Lawergren (LA 67), les valeurs $\ell_p = 3$ et $\ell_p = 1$ avaient été respectivement suggérées pour les deux niveaux précités.

Parmi les distributions caractéristiques d'un transfert $\ell_p = 2$, il nous a semblé intéressant de faire une distinction entre les niveaux liés fortement excités (fondamental, 2.98 et 7.86 MeV) et les niveaux également liés mais plus faiblement peuplés (1.01, 2.73, 3.96 et 4.41 MeV). Pour ces derniers, la contribution du mécanisme par noyau composé est telle qu'il n'est pas possible de faire une distinction nette entre les formes des distributions expérimentales correspondant aux valeurs de spin $J = \frac{3}{2}$ ou $J = \frac{5}{2}$. Par contre, pour les états plus fortement excités, la forme des distributions correspondant aux niveaux de caractéristiques $J^\pi = \frac{3}{2}^+$ (2.98 et 7.86 MeV) est beaucoup mieux reproduite par les calculs théoriques (DWBA modifiée ou non + HF) que celle associée au fondamental $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ (fig. III-4). Aussi, l'éventualité d'une "dépendance en J" des distributions angulaires ne peut-elle être complètement écartée.

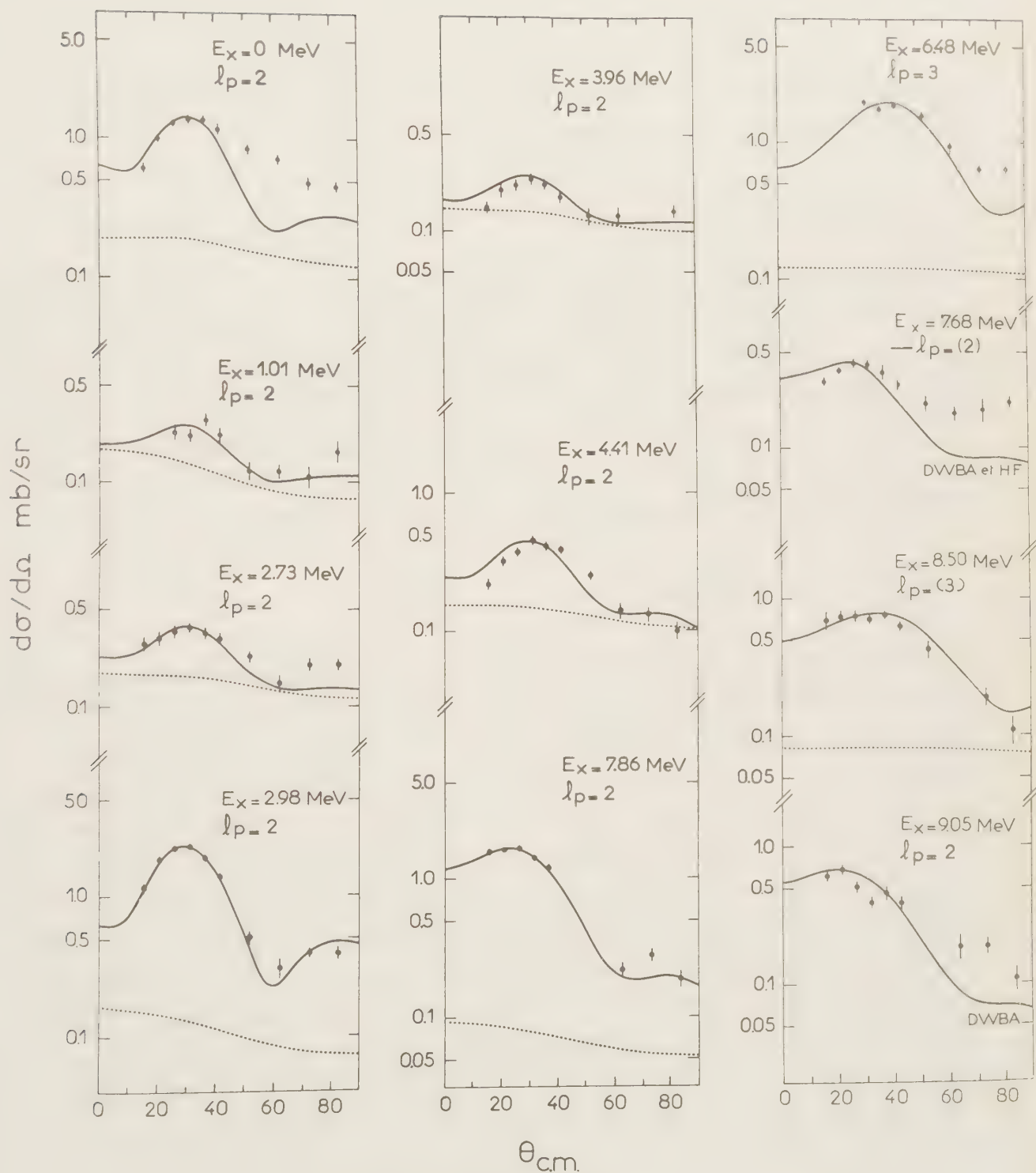


Fig. III-4.- Distributions angulaires des neutrons issus de la réaction $^{26}\text{Mg}(d,n)^{27}\text{Al}$ effectuée à 8 MeV correspondant à un transfert $l_p = 2$ ou $l_p = 3$. Par ailleurs, voir légende fig. III-2.

En ce qui concerne le niveau à 7.68 MeV, la courbe tracée (fig. III-4) correspond à un transfert $\ell_p = 2$; il nous paraît, toutefois, hasardeux d'en déduire les valeurs de spin et parité. Le niveau à 7.86 MeV doit être le second état du noyau ^{27}Al d'isospin $T = \frac{3}{2}$ comme l'ont proposé plusieurs auteurs (BO 69, BE 73a). Quant au niveau à 9.05 MeV, l'assignation d'une parité positive constitue une information nouvelle.

III-3-4 TRANSITIONS $\ell_p = 3$

Au cours du présent travail, une seule transition $\ell_p = 3$ a été mise en évidence sans ambiguïté. Ce résultat, obtenu pour le niveau à 6.48 MeV (fig. III-4), est compatible avec les caractéristiques connues $J^\pi = \frac{7}{2}^-$. Bien que la distribution angulaire associée au niveau à 8.50 MeV soit convenablement reproduite par une courbe théorique DWBA $\ell_p = 3$, pour l'énergie incidente de 8 MeV, cette attribution du moment transféré ne saurait être considérée comme définitive. En effet, la possibilité d'une transition $\ell_p = 2$ ne peut être exclue lorsque l'on examine la distribution angulaire expérimentale mesurée à $E_d = 6$ MeV, non présentée dans ce mémoire.

III-3-5 AUTRES TRANSITIONS

La fig. III-5 groupe des distributions angulaires de neutrons associées à d'autres niveaux de ^{27}Al mais, dans l'ensemble peu structurées ou non caractéristiques d'un transfert particulier. Les sections efficaces différentielles mesurées restent, le plus souvent, inférieures à 0.10 mb/sr. Sur la fig. III-5, la contribution Hauser-Feshbach est représentée dans certains cas, lorsque les niveaux ont des spins et parités bien connus (EN 73). Les sections efficaces expérimentales et calculées sont, alors, du même ordre de grandeur et la contribution due au "stripping" peut être considérée comme négligeable. De plus, il semble que tous les niveaux de haut spin observés dans notre étude ne soient pas (ou très faiblement) peuplés par transfert direct, conformément aux règles de recouvrement des moments angulaires. Tel est le cas des niveaux à 2.21 ($\frac{7}{2}^+$), 4.51 ($\frac{11}{2}^+$), 4.58 ($\frac{7}{2}^+$), 5.43 ($\frac{9}{2}^+$), 5.67 ($\frac{9}{2}^+$), 5.96 ($\frac{7}{2}$), 6.29 ($\frac{7}{2}$), 7.17 ($\frac{9}{2}^+$) et 7.28 ($>\frac{9}{2}$) MeV (EN 73, RO 74). D'autres niveaux (mais de spin plus faible), d'énergie d'excitation $E_x = 4.05 [J^\pi = (\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-]$, 5.25 [$J^\pi = (\frac{3}{2}, \frac{5}{2})^+$] et 5.75 [$J^\pi = \frac{1}{2}^+$] MeV ne sont également pas excités par mécanisme direct. Ce dernier résultat est toutefois compatible avec les études effectuées en réaction (α, d) (BO 69, AL 69, LU 70).

Certaines distributions angulaires de la fig. III-5 apparaissent nettement structurées avec des sections efficaces différentielles plus grandes. Dans la mesure où ces distributions sont associées à des groupes de neutrons non résolus, aucune tentative d'interprétation n'a été faite.

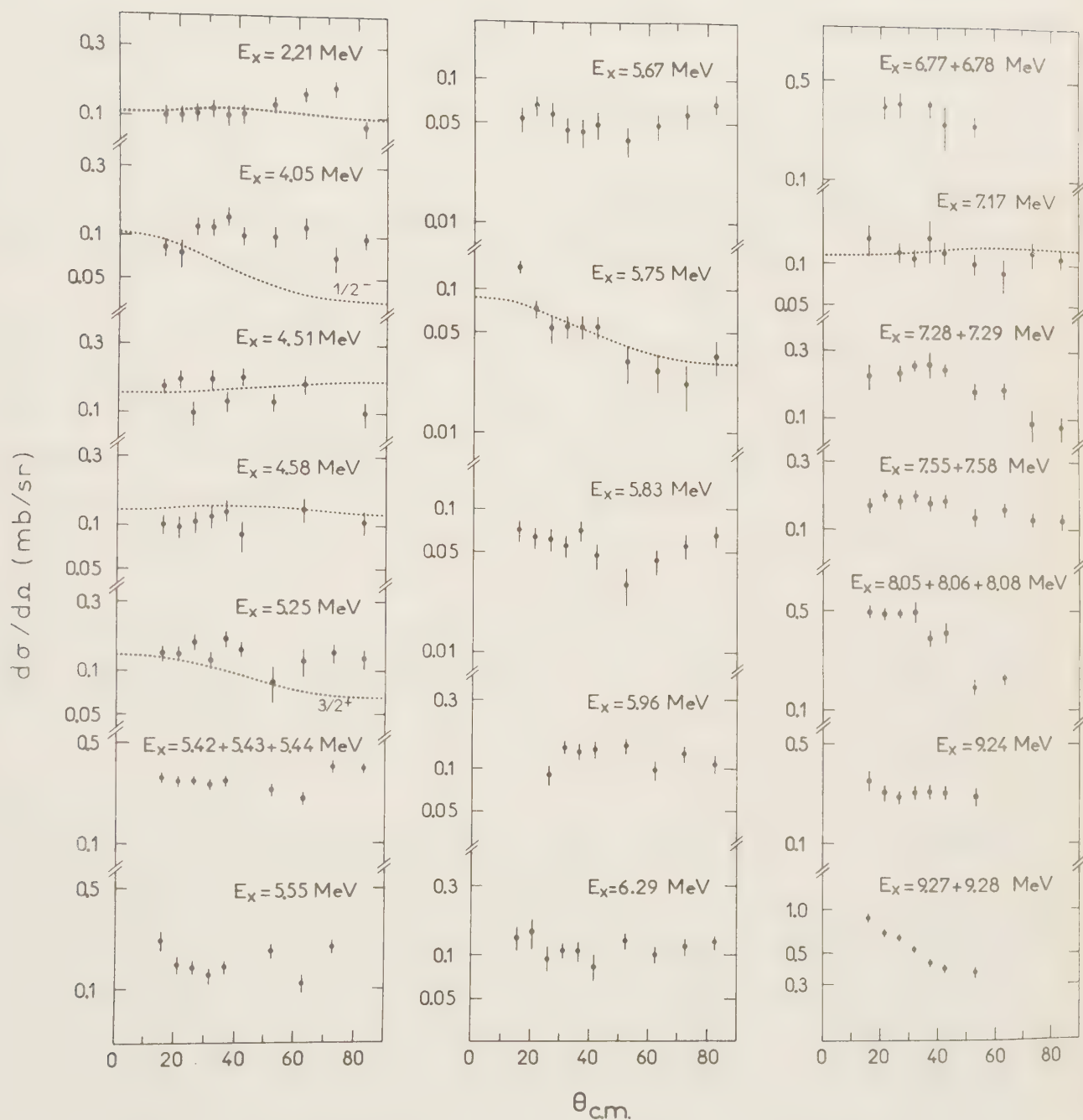


Fig. III-5.— Distributions angulaires des neutrons issus de la réaction $^{26}\text{Mg}(d,n)^{27}\text{Al}$ effectuée à 8 MeV non caractéristiques d'un transfert particulier.

Les courbes en pointillés représentent la contribution du noyau composé.

III-4 INFLUENCE DES RAYONS DES POTENTIELS OPTIQUES SUR CERTAINES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

En ce qui concerne les transitions $\ell_p = 0$ obtenues à $E_d = 6$ MeV, l'examen de la fig. III-2 montre que l'accord entre les points expérimentaux et les courbes théoriques n'est véritablement bon que pour les angles compris entre 0° et 30° . Un phénomène identique a été observé à $E_d = 8$ MeV. L'utilisation de jeux de paramètres optiques (décrivant la diffusion élastique de deutérons sur des noyaux proches de ^{26}Mg , à des énergies voisines de 6 ou 8 MeV) différents du jeu retenu dans toute notre étude ou la suppression, dans les calculs DWBA, des effets de portée finie et de non localité des potentiels, n'ont pas permis d'améliorer cet accord.

D'après les travaux effectués par Kunz et al. (KU 69) concernant les réactions de transfert d'une particule sur les noyaux déformés (tels que ^{26}Mg pour lequel $\beta = 0,28$ (RE 72)), les effets de couplage fort entre les états fondamentaux des noyaux initial ou final et certains de leurs états excités peuvent être approximativement reproduits en modifiant les potentiels du modèle optique. En fait, la procédure de Kunz et al. consiste uniquement à remplacer dans les calculs DWBA classiques les rayons R_0 des potentiels par des rayons de la forme $R_0 (1 + \kappa\beta)$, où β représente le paramètre de déformation et κ dépend des coefficients C_{ℓ_i} apparaissant dans le développement des fonctions d'onde de Nilsson. Grâce à cette méthode, utilisée essentiellement jusqu'à ce jour, dans l'analyse des réactions de pick-up $^{24}\text{Mg}(p,d)^{23}\text{Mg}$ par Kunz et al. et $^{26}\text{Mg}(d,\alpha)^{25}\text{Na}$ par Jänecke (JA 73), il a été possible d'améliorer considérablement l'accord entre les distributions angulaires mesurées et calculées.

Bien que le manque d'informations précises concernant le signe et la grandeur de la déformation du noyau ^{27}Al ne permette pas actuellement de calculer de façon sûre les quantités $\kappa\beta$ théoriques, il nous a semblé, néanmoins, intéressant d'examiner l'influence des rayons des potentiels optiques sur certaines distributions angulaires. La fig. III-6, donnée à titre d'exemple, montre les formes des distributions angulaires théoriques (correspondant à des niveaux fortement peuplés par un mécanisme de réaction direct) obtenues en modifiant également et de manière arbitraire les rayons des potentiels dans les voies d'entrée et de sortie. Sur cette figure, il apparaît que les distributions expérimentales sont nettement mieux reproduites pour certaines valeurs des rayons (ou de $\pm \frac{\Delta R_0}{R_0} = \kappa\beta$) que pour les valeurs initiales (correspondant à $\kappa\beta = 0$). De manière générale, en ce qui concerne les formes des courbes théoriques, les effets provoqués par ces modifications sont importants pour les transitions $\ell_p = 0$ et (à un degré moindre) $\ell_p = 2$, pratiquement négligeables pour les transitions $\ell_p = 1$.

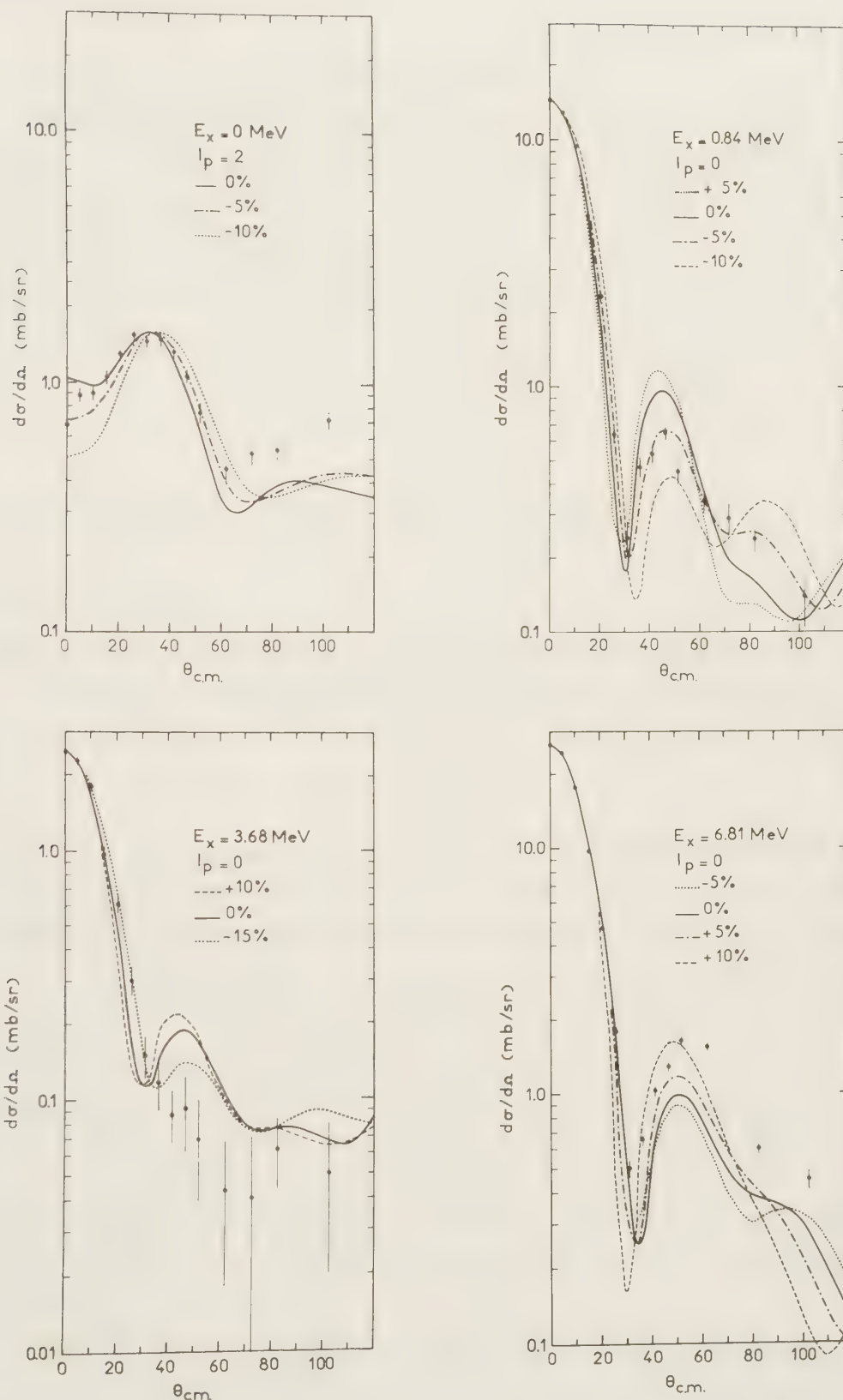


Fig. III-6.— Influence des rayons des potentiels optiques sur certaines distributions angulaires, obtenues à $E_d = 6$ MeV, caractéristiques d'un transfert $l_p = 0$ ou $l_p = 2$. Les différentes courbes tracées (DWBA + HF) correspondent à des variations $\pm \frac{\Delta R_o}{R_o} = \kappa\beta$ (exprimées en %) des rayons réels et imaginaires dans les voies d'entrée et de sortie, les rayons pour lesquels $\kappa\beta = 0$ étant ceux des réf. (SC 68 - WI 64).

Tableau III-2

Valeurs optimales des quantités $\pm \frac{\Delta R_o}{R_o} \quad \kappa\beta$ (en %) *

E_x (MeV)	J^π	T	$\kappa\beta$ expérimental	
			$E_d = 6 \text{ MeV}$	$E_d = 8 \text{ MeV}$
0	$\frac{5^+}{2}$	$\frac{1}{2}$	- 5	- 10
0.84	$\frac{1^+}{2}$	$\frac{1}{2}$	- 5	- 10
2.98	$\frac{3^+}{2}$	$\frac{1}{2}$	+ 3	≈ 0
3.68	$\frac{1^+}{2}$	$\frac{1}{2}$	- 15	- 10
6.81	$\frac{1^+}{2}$	$\frac{3}{2}$	+ 5	+ 5
7.86	$\frac{3^+}{2}$	$\frac{3}{2}$	- 3	0

* Les valeurs $\kappa\beta$ du tableau sont données avec une erreur de ± 2 unités.

Tableau III-3

Comparaison des intensités de transition obtenues pour les quantités $\pm \frac{\Delta R_o}{R_o} = \kappa\beta$ retenues dans le tableau III-2 avec les intensités de transition obtenues pour $\kappa\beta = 0$.

E_x (MeV)	J^π	T	$(2J_f + 1) C^2 S_p$			
			$E_d = 6 \text{ MeV}$		$E_d = 8 \text{ MeV}$	
			$\kappa\beta \neq 0$	$\kappa\beta = 0$	$\kappa\beta \neq 0$	$\kappa\beta = 0$
0	$\frac{5^+}{2}$	$\frac{1}{2}$	1.61	2.11	1.27	1.61
0.84	$\frac{1^+}{2}$	$\frac{1}{2}$	0.58	0.78	0.43	0.83
2.98	$\frac{3^+}{2}$	$\frac{1}{2}$	2.27	1.76	2.00	2.00
3.68	$\frac{1^+}{2}$	$\frac{1}{2}$	0.03	0.05	0.06	0.10
6.81	$\frac{1^+}{2}$	$\frac{3}{2}$	0.28	0.24	0.30	0.28
7.86	$\frac{3^+}{2}$	$\frac{3}{2}$	0.36	0.34	0.38	0.38

Les quantités $\pm \frac{\Delta R_o}{R_o} = \kappa \beta$ fournissant l'accord optimum entre les distributions angulaires expérimentales et théoriques associées aux principaux niveaux analysés sont reportées dans le tableau III-2. L'examen de celui-ci mettant en évidence quelques divergences (relativement peu importantes) entre les deux séries de valeurs indiquées, il est bon de rappeler qu'à $E_d = 8$ MeV les mesures des sections efficaces différentielles ont été effectuées dans un domaine angulaire plus restreint. Dans le tableau III-3, les intensités de transition déduites des calculs DWBA effectués pour les quantités $\kappa \beta$ retenues sont comparées à celles obtenues au cours de notre analyse DWBA classique. Cette comparaison montre que les intensités de transition sont, dans l'ensemble, assez bien conservées, à l'exception du niveau à 0,84 MeV pour $E_d = 8$ MeV.

III-5 FACTEURS SPECTROSCOPIQUES ET INTENSITÉS DE TRANSITION

Les facteurs spectroscopiques S_p ont été déterminés aux deux énergies incidentes de 6 et 8 MeV à partir des relations indiquées dans le Chapitre II. Il est bon de rappeler que, pour les niveaux fortement excités par stripping, les valeurs S_p sont données avec une précision de l'ordre de 25 %. Dans les autres cas (où le processus de noyau composé est important) et en particulier pour les niveaux à 1.01, 2.73, 3.96, 4.41 et 5.16 MeV, l'erreur peut atteindre 50 %.

Les intensités de transition, $G = (2J_f + 1) C^2 S_p$ pour la réaction étudiée, relatives aux niveaux excités de ^{27}Al et déterminées dans le présent travail, sont rassemblées dans le tableau III-4 et comparées à celles obtenues dans d'autres réactions de transfert d'un proton sur le noyau ^{26}Mg . Les valeurs extraites en réaction (d,n) aux énergies incidentes de 6 et 8 MeV se recoupent dans la limite des erreurs expérimentales. Mais, les intensités de transition calculées pour les niveaux non liés doivent être considérées avec beaucoup de réserve. Pour la plupart des niveaux, les résultats du présent travail divergent notablement de ceux mentionnés par Lawergren (LA 67) à partir d'une étude de la même réaction effectuée à plus basse énergie. Par contre, nos valeurs se comparent de façon satisfaisante avec les intensités de transition calculées en réaction (α, d) (BO 69, AL 69, LU 70). Dans l'ensemble, elles sont proches de celles publiées par Bohne et al. (BO 69), et sensiblement plus faibles que celles indiquées par Lutz et al. (LU 70).

Il est important, toutefois, de signaler les différences importantes apparaissant pour le premier niveau $T = \frac{3}{2}$ ($E_x = 6.81$ MeV, $J^\pi = \frac{1}{2}^+$). La valeur moyenne du facteur spectroscopique ($S_p = 0.39$) déterminée dans notre travail s'accorde bien avec la valeur ($S_n = 0.45$) obtenue pour le niveau fondamental de ^{27}Mg par Koh et Oda (KO 73) lors d'une récente étude de la réaction $^{26}\text{Mg}(d,p)^{27}\text{Mg}$. Par contre, la quantité $S_p = 0.59$ déduite par Bohne et al. (BO 69) au moyen de la réaction $^{26}\text{Mg}(\alpha, d)^{27}\text{Al}$ diffère également de la quantité $S_n = 0.45$ proposée par Koh et Oda et de celle ($S_n = 0.75$) obtenue aussi en réaction (d,p) par Meurders et Van der Steld (ME 74).

Tableau III-4

Comparaison des intensités de transitions expérimentales
pour les réactions de transfert d'un proton sur ^{26}Mg

E_x (MeV)	a) J^π	b) ℓ_p	$n\ell_i$ DWBA	$G = (2J_f + 1) C^2_{S_P}$					
				(d, n) b)	(d, n) b)	(d, n) c)	(z, d) d)	(z, d) e)	(z, d) f)
				6 MeV	8 MeV	3 MeV	11 MeV	14 MeV	18 MeV
0	$\frac{5}{2}^+$	2	$1d_{\frac{5}{2}}$	2.11	1.61	1.60	1.70	1.92	1.50
0.84	$\frac{1}{2}^+$	0	$2s_{\frac{1}{2}}$	0.78	0.83	1.33	0.88	0.84	1.00
1.01	$\frac{3}{2}^+$	2	$1d_{\frac{3}{2}}$	0.44	0.19	1.07	0.27	0.29	0.27
2.73	$\frac{5}{2}^+$	2	$1d_{\frac{5}{2}}$	0.18	0.16	1.00	0.11	0.13	0.13
2.98	$\frac{3}{2}^+$	2	$1d_{\frac{3}{2}}$	1.76	2.00	0.93	1.79	2.08	2.50
3.68	$\frac{1}{2}^+$	0	$2s_{\frac{1}{2}}$	0.05	0.10	0.13	0.07	0.05	0.08
3.96	$(\frac{3}{2}, \frac{5}{2})^+$	2	$1d_{\frac{3}{2}}$	0.08	0.08		0.19	0.32	0.30
4.41	$\frac{5}{2}^+$	2	$1d_{\frac{5}{2}}$	0.18	0.16		0.21	0.34	0.29
5.16	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$	1	$2p_{\frac{3}{2}}$	0.01	0.01				0.03
6.16	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^- *$	1	$2p_{\frac{3}{2}}$	0.09	0.07				0.14
6.48	$\frac{7}{2}^-$	3	$1f_{\frac{7}{2}}$	1.97	1.52		(1.58)		2.70
6.61	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^- *$	1	$2p_{\frac{3}{2}}$	0.27	0.24				
6.81	$\frac{1}{2}^+, T = \frac{3}{2}$	0	$2s_{\frac{1}{2}}$	0.24	0.28	0.40	0.39		0.98
7.00	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^- *$	1	$2p_{\frac{3}{2}}$	0.04	0.05				
7.08	$\frac{1}{2}^+ *$	0	$2s_{\frac{1}{2}}$	0.01	0.01				
7.86	$\frac{3}{2}^+, T = \frac{3}{2}$	2	$1d_{\frac{3}{2}}$	0.34	0.38		0.59		
8.15	$\frac{1}{2}^+ *$	0	$2s_{\frac{1}{2}}$	0.02	0.02				
8.19	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^- *$	1	$2p_{\frac{3}{2}}$	0.02	0.05				
8.50		(2, 3) *							
8.60	$\frac{3}{2}^-$	1	$2p_{\frac{3}{2}}$	(0.41)	(0.42)		(0.54)		
8.71	$\frac{1}{2}^+ *$	0	$2s_{\frac{1}{2}}$	(0.08)	(0.14)				
8.91	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^- *$	1	$2p_{\frac{3}{2}}$	(0.10)	(0.12)				
8.96	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^- *$	1	$2p_{\frac{3}{2}}$	(0.10)	(0.13)				
9.05	$\frac{5}{2}^{(+)} *$	2	$1d_{\frac{5}{2}}$		(0.14)				
9.08	$\frac{1}{2}^+ *$	0	$2s_{\frac{1}{2}}$		(0.01)				
9.60	$\frac{3}{2}^-$	1	$2p_{\frac{3}{2}}$		(0.19)				
9.63	$\frac{1}{2}^-$	1	$2p_{\frac{1}{2}}$		(0.10)				
9.66	$\frac{1}{2}^-$	1	$2p_{\frac{1}{2}}$		(0.20)				

a) Réfs. (EN 73, EN 67) ou présent travail. Les conclusions du présent travail sont indiquées par un astérisque.

b) Présent travail.

c) Réf. (LA 67).

d) Réf. (EO 69).

e) Réf. (AL 69).

f) Réf. (LU 70).

Les sommes des intensités de transition correspondant aux différentes sous-couches de la couche s-d sont indiquées dans le tableau III-5 avec les valeurs imposées par les règles de somme de French et MacFarlane (FR 61). Il apparaît clairement qu'une grande partie de l'intensité de transfert $\ell_p = 0$ et $\ell_p = 2$ vers les niveaux d'isospin $T = \frac{1}{2}$ est observée expérimentalement. S'il n'en est pas de même pour les états $T = \frac{3}{2}$, cela provient vraisemblablement du fait que la région des niveaux non liés n'a pu être convenablement et suffisamment explorée. Une discussion du fractionnement de l'intensité dans le cas des niveaux à parité négative n'a pas été tentée dans la mesure où elle suppose la connaissance précise du spin de chacun de ceux-ci.

Tableau III-5

Comparaison des sommes des intensités de transition expérimentales avec les valeurs imposées par les règles de French et MacFarlane (FR 61).

Sous-couche	Isospin T de l'état final	Règles de somme	$\sum (2J_f + 1) C^2_{S_p}$	
			(d, n) ^{a)}	(d, n) ^{a)}
			6 MeV	8 MeV
$1d \frac{5}{2}$	$\frac{1}{2}$	2	2.47	1.93
$1d \frac{5}{2}$	$\frac{3}{2}$	0		
$2s \frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1.33	0.86	0.96
$2s \frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	0.67	0.24	0.28
$1d \frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	2.67	2.28	2.27
$1d \frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	1.33	0.34	0.38
$\Sigma = 8.0$			6.19	5.82

a) Ces résultats ont été obtenus en ne faisant intervenir que les niveaux liés et en supposant $J^\pi = \frac{3}{2}^+$ pour $E_x = 3.96$ MeV.

III-6 COMPARAISON AVEC LES MODELES NUCLÉAIRES

III-6-1 GÉNÉRALITÉS

L'intérêt du noyau ^{27}Al réside principalement dans le fait qu'il se situe dans une région de transition de la couche s-d où le signe et la grandeur des déformations varient rapidement avec le nombre de masse. Aussi de nombreuses études théoriques ont-elles été effectuées jusqu'à ce jour pour tenter d'expliquer sa structure.

Les premières tentatives d'interprétation ont été faites à partir du modèle unifié, aussi bien dans le cadre du modèle à couplage faible (TH 66, EV 67, CR 68) que dans celui à couplage fort (BH 62). Si les énergies d'excitation et les propriétés électromagnétiques des premiers niveaux sont convenablement reproduites par le modèle à couplage faible, il n'en est pas de même des facteurs spectroscopiques obtenus dans les réactions $^{27}\text{Al}(d,n)^{28}\text{Si}$ et $^{28}\text{Si}(n,d)^{27}\text{Al}$ comme l'ont montré Bohne et al. (BO 69). Le modèle rotationnel à couplage fort, utilisé initialement avec une déformation positive, semble plus adapté à la description des facteurs spectroscopiques mesurés dans les réactions de stripping menant au noyau étudié (BO 69, AL 69, LU 70). Par contre, les difficultés apparaissent lorsqu'il s'agit d'expliquer les résultats de diffusion inélastique ou l'existence de certaines transitions E2 très intenses (BH 62).

Pour tenter de résoudre ces différents problèmes, plusieurs solutions ont été proposées. Ainsi, des calculs plus récents ont été effectués par Röpke et al. (RO 70) à partir d'une interaction rotation-vibration. De profonds désaccords sont à nouveau observés entre les facteurs spectroscopiques obtenus en réaction (α, d) ou (d, n) et les valeurs théoriques calculées en particulier pour les deux premiers niveaux $\frac{1}{2}^+$ ($E_x = 0.84$ et 3.68 MeV). S'appuyant sur une hypothèse émise par Ripka (RI 68), confirmée à posteriori par Parikh (PA 73), Dehnhard (DE 72) a récemment supposé qu'une forme aplatie de ^{27}Al pourrait être appropriée. L'utilisation du modèle à couplage fort (incluant le mélange de bandes de Coriolis) avec une déformation négative conduit à certains résultats satisfaisants (DE 72), en particulier à un accord raisonnable entre expérience et théorie pour les intensités de transition B (E 2) d'une part, les facteurs spectroscopiques extraits des réactions de pick-up (d, α) et (p, d) d'autre part.

III-6-2 MODELE DE NILSSON

Dans le tableau III-6, les intensités de transition $G = (2J_f + 1) C^2 S_p$ déterminées au cours du présent travail sont d'abord comparées aux prévisions fournies par le modèle de Nilsson, dans la mesure où il est possible d'établir une correspondance précise entre les schémas de niveaux expé-

mentaux et théoriques. Les résultats que nous avons obtenus, par application directe de ce modèle, pour une déformation positive $\eta = +2$ ou négative $\eta = -2$, sont indiqués dans les colonnes 5 et 6 du tableau. Ces valeurs $\eta = \pm 2$ correspondent sensiblement au meilleur accord possible entre l'expérience et la théorie, compte tenu du signe de la déformation choisi.

Tableau III-6
Comparaison des intensités de transition expérimentales et théoriques.

E_x (MeV)	J^π	G exp (d, n) ^{a)}	G théo				G théo
			modèle de Nilsson			modèle en couches MSDI ^{e)}	
			n° ^{b)} orbite	$\eta=+2$ ^{c)}	$\eta=-2$ ^{c)}		d)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
0.00	$\frac{5^+}{2}$	1.86	5	1.33	1.33	1.35	1.68
0.84	$\frac{1^+}{2}$	0.81	9	0.87	0.71	0.77	1.07
1.01	$\frac{3^+}{2}$	0.31	9	0.24	0.14	2.07	0.03
2.73	$\frac{5^+}{2}$	0.17	9	0.23	0.48	0.17	0.08
2.98	$\frac{3^+}{2}$	1.88	8	1.31	1.28	0.59	1.28
3.68	$\frac{1^+}{2}$	0.08	11	0.26	0.12	0.31	0.04
3.96	$(\frac{3}{2})^+$	0.08	11	1.07	1.18	0.07	0.19
4.41	$\frac{5^+}{2}$	0.17	8	0.02	0.05	0.00	0.08
5.75	$\frac{1^+}{2}$	$\simeq 0.00$					0.00
6.16	$(\frac{3}{2})^-$	0.08	14	0.11	0.13		
6.48	$\frac{7^-}{2}$	1.75	14	1.21	1.19		
6.81	$\frac{1^+}{2}; T = \frac{3}{2}$	0.26	9	0.43	0.36		0.47
7.86	$\frac{3^+}{2}; T = \frac{3}{2}$	0.36	9	0.12	0.07		0.53
			} ou				
			8	0.66	0.64		

a) Présent travail. Les quantités indiquées correspondent à la moyenne arithmétique des valeurs obtenues à $E_d = 6$ et 8 MeV.

b) Réfs. (EN 73, PR 74, RO 74).

c) Valeurs calculées au cours du présent travail à partir des coefficients C_{ℓ_i} tabulés par Chi (CH 66) à l'aide de la relation $G = 2(C_{\ell_i})^2 C^2$.

d) Lambert et al. (LA 73, MI 70).

e) Wildenthal et al. (WI 73a, DE 73a).

Les intensités de transition ont été calculées à partir de la relation proposée par Satchler (SA 58) se réduisant à $G = 2C\ell_i^2 C^2$ pour un noyau cible pair-pair. Dans cette expression, $C\ell_i$ et C représentent respectivement les coefficients apparaissant dans le développement des fonctions d'onde de Nilsson, tabulés par Chi (CH 66) et le coefficient de couplage des spins isobariques. Le classement des niveaux en bandes rotationnelles, figurant également dans le tableau (colonne 4), a été réalisé suivant les propositions les plus récentes émises par Price et al. (PR 74) ou Röpke et al. (RO 71, RO 74) pour les états $T = \frac{1}{2}$, Costa et Beck (CO 72a) pour les états $T = \frac{3}{2}$.

Dans la colonne 7 du tableau III-6 sont portées les valeurs des intensités de transition déterminées à partir d'une application différente du modèle de Nilsson, effectuée par Lambert et al. (LA 73) et Midy (MI 70) concernant certains noyaux de la couche s-d (Z ou $N = 13$). Ces valeurs ont été obtenues en tenant compte du mélange de bandes rotationnelles et en réduisant au minimum le nombre de paramètres ajustables du modèle. Les énergies de niveaux, calculées par ces auteurs, sont comparées (fig. III-7) à celles observées expérimentalement.

L'accord entre les prévisions du modèle à couplage fort (avec une déformation $\eta \simeq 2$) et nos résultats expérimentaux peut être considéré comme satisfaisant pour la plupart des niveaux étudiés et ceci quel que soit le signe de la déformation. Toutefois, le modèle prévoit, alors, un facteur spectroscopique bien trop grand pour le niveau $\frac{3^+}{2}$ à 3.96 MeV si l'on admet que celui-ci appartient à la bande rotationnelle $K^\pi = \frac{1^+}{2} [200]$ basée sur l'orbite n° 11 de Nilsson. Des difficultés d'interprétation apparaissent également pour les deux premiers états $T = \frac{3}{2}$ et plus particulièrement le second ($E_x = 7.86$ MeV, $J^\pi = \frac{3^+}{2}$). Les valeurs théoriques ($G = 0.66$ pour $\eta = +2$ ou $G = 0.64$ pour $\eta = -2$) calculées en considérant ce niveau comme la tête de la bande rotationnelle basée sur l'orbite 8 sont, par contre, en bon accord avec la valeur expérimentale ($G = 0.59$) obtenue au moyen de la réaction ($\mathcal{Z}, d$) (BO 69).

Les estimations théoriques des facteurs spectroscopiques calculées (avec des déformations positives) par Lambert et al. (LA 73, MI 70) sont moins proches des résultats expérimentaux. Elles divergent fortement de ces résultats pour les niveaux à 1.01 ($J^\pi = \frac{3^+}{2}$), 2.98 ($J^\pi = \frac{3^+}{2}$) et 3.68 ($J^\pi = \frac{1^+}{2}$) MeV ; par contre, le niveau à 3.96 MeV est décrit de façon remarquable contrairement à ce que l'on obtient par application directe du modèle de Nilsson.

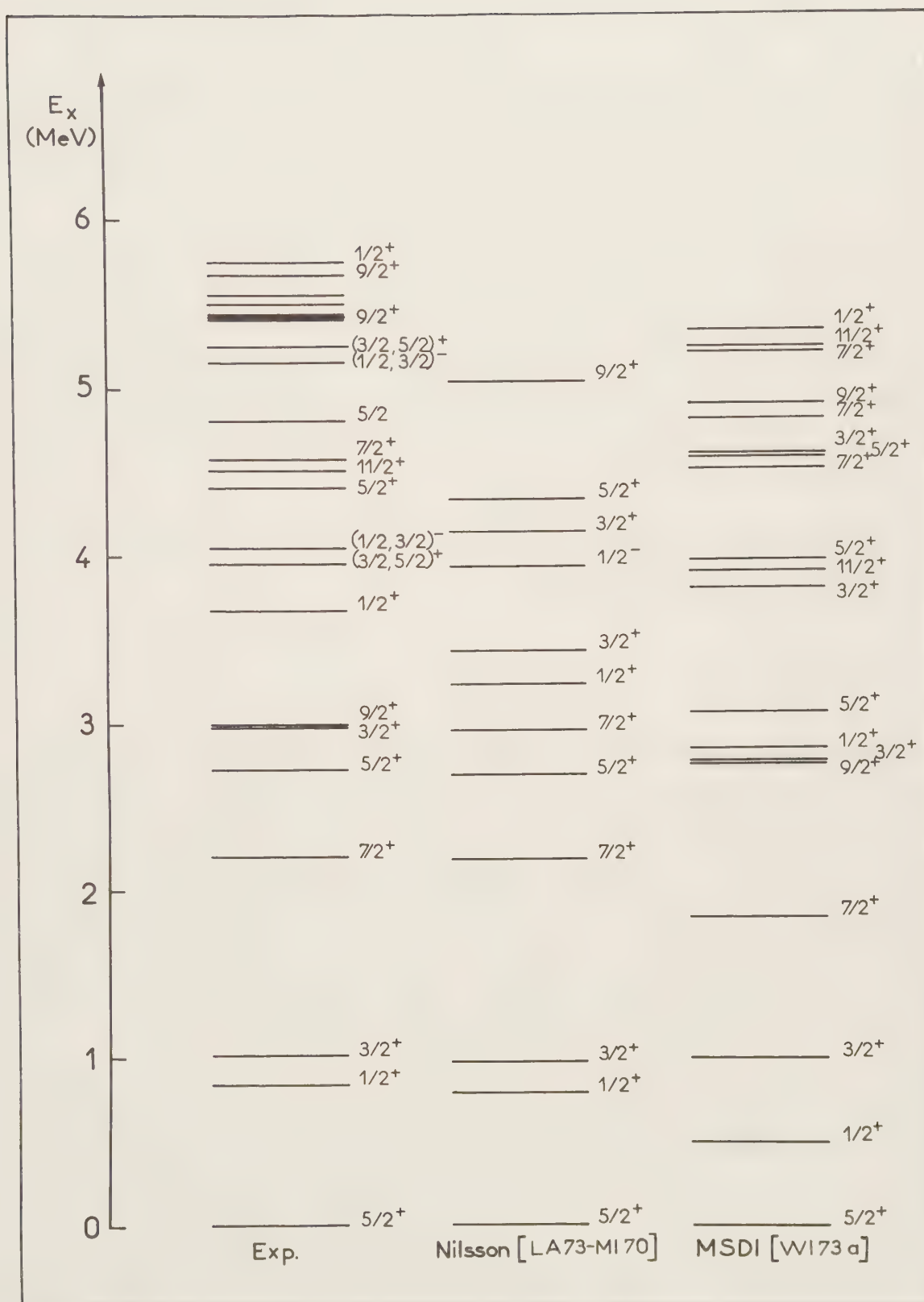


Fig. III-7.- Schéma des premiers niveaux du noyau ^{27}Al : comparaison des résultats expérimentaux et théoriques. Les attributions J^π expérimentales sont celles de la réf. (EN 73), les attributions théoriques celles des réf. (LA 73 - MI 70 - WI 73 a).

III-6-3 MODELE EN COUCHES

Récemment, des applications du modèle en couches à mélange de configurations ont également été faites par Wildenthal et al. (WI 73a, DE 73a) dans une étude de la région de masse $A = 27$ à 29. Dans ces calculs, la base choisie pour ^{27}Al est de la forme $(d_5)^{n_1} (s_1)^{n_2} (d_3)^{n_3}$ avec $n_1 + n_2 + n_3 = 11$, $n_1 \geq 8$ et l'interaction résiduelle est une $\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2}$ interaction delta de surface modifiée par un terme dépendant de l'isospin (MSDI). Les travaux de Wildenthal et al. (WI 73a) (tableau III-6, fig. III-7) conduisent aussi à des résultats intéressants puisqu'ils permettent de retrouver les états ayant une forte composante à une particule que sont le niveau fondamental et les niveaux à 0.84 et 2.98 MeV. Les prévisions pour les niveaux plus faiblement excités sont relativement satisfaisantes. En ce qui concerne les deux premiers états $T = \frac{3}{2}$, il semble, à nouveau, que les facteurs spectroscopiques obtenus en réaction $(\mathcal{B}, d)$ soient mieux reproduits par la théorie.

Des renseignements complémentaires sur le modèle de Nilsson et le modèle en couches peuvent être trouvés dans les appendices A et B.

III-7 CONCLUSION

L'étude expérimentale de la réaction $^{26}\text{Mg}(d, n)^{27}\text{Al}$, effectuée avec une bonne résolution en énergie pour $E_d = 6$ et 8 MeV, nous a permis d'identifier 70 niveaux du noyau ^{27}Al entre l'état fondamental et une énergie d'excitation de 10 MeV. Parmi l'ensemble des distributions angulaires mesurées, associées à ces niveaux, une trentaine de distributions caractéristiques d'un mécanisme direct ont été analysées par la méthode DWBA. En outre, il a été montré que l'accord entre certaines distributions angulaires expérimentales et théoriques caractéristiques d'un transfert $\ell_p = 0$ pouvait être amélioré en modifiant les rayons des potentiels optiques dans les voies d'entrée et de sortie suivant la méthode proposée par Kunz et al. (KU 69).

Au cours de ce travail, les valeurs suivantes de spin et parité ont été attribuées pour des niveaux peu connus jusqu'alors : 6.16 MeV $(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$, 6.61 MeV $(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$, 7.00 MeV $(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$, 7.08 MeV $(\frac{1}{2})^+$, 8.15 MeV $(\frac{1}{2})^+$, 8.19 MeV $(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$, 8.71 MeV $(\frac{1}{2})^+$, 8.91 MeV $(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$, 8.96 MeV $(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$, 9.05 MeV $(\frac{5}{2})^+$ et 9.08 MeV $(\frac{1}{2})^+$. En ce qui concerne les autres niveaux, étudiés pour le plus part en réaction $(\mathcal{B}, d)$ et en particulier par Bohne et al (BO 69), les intensités de transition obtenues sont très proches de celles déterminées par ces auteurs à l'exception des deux premiers états $T = \frac{3}{2}$ pour lesquels on observe des divergences importantes.

De façon générale, pour les états $T = \frac{1}{2}$, les intensités de transition sont assez bien interprétées soit par le modèle en couches (W1 73a), soit par le modèle collectif à couplage fort. Le fait que nos résultats peuvent tout aussi bien s'expliquer avec une déformation positive que négative ($\eta \simeq \pm 2$) constitue un résultat intéressant. Néanmoins, il apparaît que d'autres données expérimentales seront nécessaires pour approfondir davantage la structure du noyau ^{27}Al .

■■■■■■■■

CHAPITRE IV

ETUDE DE LA RÉACTION $^{29}\text{Si}(d,n)^{30}\text{P}$ à $E_d = 6$ et 8 MeV

IV-1 INTRODUCTION

Le noyau doublement impair ^{30}P a déjà fait l'objet d'un nombre important de publications. Toutefois, l'absence d'informations expérimentales précises pour des niveaux dont l'énergie d'excitation est supérieure à 3 MeV et les difficultés rencontrées dans l'interprétation théorique de certains niveaux connus justifient un examen approfondi de ce noyau en utilisant des réactions nucléaires aussi variées que possible.

La plupart des renseignements expérimentaux concernant le ^{30}P provenaient, jusqu'à l'époque où nos expériences ont été réalisées, de l'observation des désexcitations électromagnétiques de ses niveaux à partir des réactions $^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$, $^{28}\text{Si}(\beta, p\gamma)^{30}\text{P}$ et $^{27}\text{Al}(\alpha, n\gamma)^{30}\text{P}$ (EN 67 — EN 73). Par contre, les réactions de transfert d'un nucléon menant au ^{30}P avaient été rarement étudiées (HA 69a — PE 70 — GR 70b — DY 71).

L'obtention des distributions angulaires des neutrons associés à la réaction $^{29}\text{Si}(d,n)^{30}\text{P}$ nous a permis, en particulier, de mettre en évidence de nombreux états excités d'énergie comprise entre 3.5 et 7 MeV souvent peu connus par l'observation des rayons γ . Une première étude succincte, réalisée à une énergie incidente de 4 MeV, concernait certains de ces états (UZ 72). Le texte actuel rend compte de recherches approfondies effectuées aux énergies incidentes de 6 et 8 MeV.

Des travaux réalisés en réaction (β, d) par Dykoski (DY 73) et par Hertzog et al. (HE 74) ont fait l'objet de récentes publications. Dès lors, il nous a paru intéressant de comparer les caractéristiques spectroscopiques proposées par ces auteurs à nos propres conclusions.

Jusqu'à ces dernières années, les modèles nucléaires appliqués à l'étude du ^{30}P n'avaient pu rendre compte, de façon satisfaisante, que des tout premiers niveaux excités. Les calculs élaborés de modèle en couches effectués récemment par Wildenthal et al. (W1 71) reproduisent assez bien le schéma de niveaux à parité positive tout au moins jusqu'à 3 MeV d'énergie d'excitation. Dans ces conditions, la comparaison des facteurs spectroscopiques prédits par ces mêmes auteurs (W1 73b) avec ceux déterminés dans le présent travail s'avère particulièrement intéressante puisqu'elle permet de tester, de manière plus approfondie, la validité du modèle.

Au cours de la réaction étudiée, le peuplement d'une dizaine d'états à parité négative (le plus souvent avec une forte intensité) constitue un autre résultat important. Afin de pouvoir donner une interprétation théorique de certains d'entre eux, des calculs de fonctions d'onde effectués dans le cadre du modèle en couches ont été entrepris avec la collaboration de B. Duchemin du C.E. de Bruyères-le-Châtel. Les prévisions théoriques obtenues en faisant intervenir en particulier les orbitales $1f_{7/2}$ et $2p_{3/2}$ de la couche $2p-1f$ sont comparées aux données expérimentales.

IV-2 ÉNERGIES D'EXCITATION ET DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

Les différents spectres de temps de vol des neutrons émis au cours de la réaction $^{29}\text{Si}(d,n)^{30}\text{P}$ ont été obtenus pour des positions angulaires comprises entre 5° et 120° à $E_d = 6$ MeV, 5° et 60° à $E_d = 8$ MeV, la longueur de vol étant maintenue constante et égale à 18 m. L'un de ces spectres est donné dans la figure IV-1.

De nombreux niveaux du ^{30}P , d'énergie d'excitation connue et comprise entre 0 et 7 MeV, ont été identifiés à plusieurs angles au moins. Mais, compte tenu des conditions expérimentales, les niveaux à 0.68 - 0.71 MeV et à 4.92 - 4.95 MeV n'ont pu être séparés. Par contre, un niveau nouveau à 6.09 MeV a été mis en évidence de façon très nette.

Les énergies d'excitation des niveaux du noyau ^{30}P étudiés au cours de ce travail, ainsi que celles proposées par Endt et Van der Leun (EN 73) ou obtenues par Dykoski (DY 73), sont reportées dans le tableau IV-1. Pour tous les niveaux (et, en particulier, pour les niveaux dont l'énergie d'excitation est comprise entre 5 et 7 MeV), l'accord entre nos résultats et ceux de Dykoski est très satisfaisant.

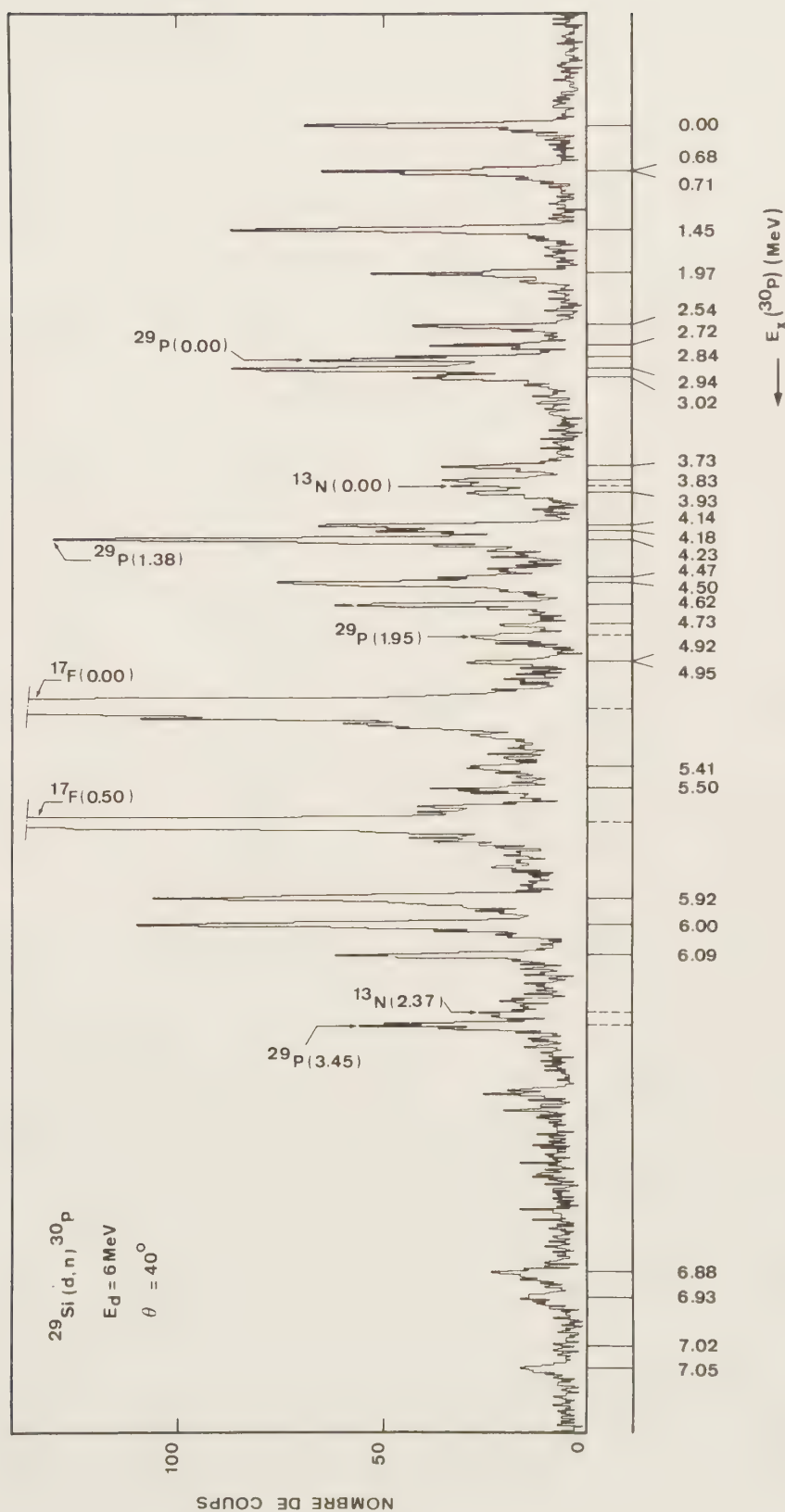


Fig. IV-1.- Spectre de temps de vol des neutrons émis au cours de la réaction $^{29}\text{Si}(d,n)^{30}\text{P}$ à une énergie incidente de 6 MeV et à l'angle $\theta_{\text{lab.}} = 40^\circ$.

Tableau IV-1

Energie d'excitation des niveaux du noyau ^{30}P étudiés au cours du présent travail.

E_x (keV)			E_x (keV)		
a)	b)	c)	a)	b)	c)
0	0	0	4466 $\pm$ 10	4468 $\pm$ 3	4468 $\pm$ 5
698 $\pm$ 15	$\left\{ \begin{array}{l} 677,2 \pm 0,4 \\ 709,01 \pm 0,15 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 677 \pm 2 \\ 709 \pm 2 \end{array} \right.$	4501 $\pm$ 8	4501 $\pm$ 3	4501 $\pm$ 5
1456 $\pm$ 12	1454,0 $\pm$ 0,5	1454 $\pm$ 2	4624 $\pm$ 8	4624,6 $\pm$ 1,2	4625 $\pm$ 5
1974 $\pm$ 12	1973,0 $\pm$ 0,9	1973 $\pm$ 2	4931 $\pm$ 12	4921 $\pm$ 3	4933 $\pm$ 5
2539 $\pm$ 12	2538,0 $\pm$ 0,7	2538 $\pm$ 5	5416 $\pm$ 7	5412 $\pm$ 10	5416 $\pm$ 5
2724 $\pm$ 12	2723,2 $\pm$ 0,5	2723 $\pm$ 5	5507 $\pm$ 7	5504 $\pm$ 10	5505 $\pm$ 5
2938 $\pm$ 12	2937,8 $\pm$ 0,9	2938 $\pm$ 5	5906 $\pm$ 7	5916	5905 $\pm$ 5
3018 $\pm$ 12	3018,6 $\pm$ 0,9	3018 $\pm$ 5	5993 $\pm$ 7	6002	5993 $\pm$ 5
3734 $\pm$ 8	3731 $\pm$ 3	3731 $\pm$ 5	6093 $\pm$ 7		6092 $\pm$ 5
3838 $\pm$ 10	3834,3 $\pm$ 1,3	3834 $\pm$ 5	6874 $\pm$ 7	6883	6877 $\pm$ 5
4142 $\pm$ 8	4143,6 $\pm$ 1,1	4142 $\pm$ 5	6920 $\pm$ 7	6927	6921 $\pm$ 5
4229 $\pm$ 8	4230,2 $\pm$ 1,1	4232 $\pm$ 5	7012 $\pm$ 7	7023	7013 $\pm$ 5
			7048 $\pm$ 7	7052	7048 $\pm$ 5

a) Présent travail ; b) Réf. (EN 73) ; c) Réf. (DY 73).

La présence de carbone, d'oxygène et de ^{28}Si sur, ou dans la cible, permet d'expliquer le peuplement des premiers niveaux de ^{13}N , ^{17}F et ^{29}P et interdit l'analyse des transitions correspondant à des neutrons d'énergie voisine. Toutefois, dans certains cas, il a été possible d'éliminer la contribution parasite lorsque cette dernière était peu importante et pouvait être déterminée, soit à partir de résultats connus, soit à partir de mesures indépendantes. Ainsi, à $E_d = 6$ MeV où les pics neutrons correspondant au fondamental de ^{13}N et au niveau de 3.73 MeV de ^{30}P sont confondus pour des angles compris entre 10° et 25° lab, la correction a été effectuée en utilisant les résultats de Neilson (NE 73) obtenus lors de l'étude de la réaction $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ réalisée avec la même énergie incidente.

Par ailleurs, des mesures additionnelles des sections efficaces différentielles absolues des deux premiers niveaux excités du ^{29}P par la réaction $^{28}\text{Si}(d,n)^{29}\text{P}$ (pour $E_d = 8$ MeV) ont permis de soustraire du pic neutron associé au niveau de 4.23 MeV du ^{30}P la contribution due au phénomène parasite.

Les distributions angulaires extraites à partir des spectres de temps de vol ont toutes été analysées à l'exception des très faibles transitions. Elles sont montrées dans les figures IV-2 ($E_d = 6$ MeV) et IV-3 ($E_d = 8$ MeV). La contribution du noyau composé n'est représentée que pour les transitions

où elle semble la moins négligeable, compte tenu des formes expérimentales observées. Cette contribution varie entre 0.035 et 0.080 mb/sr selon les niveaux, ce qui s'avère faible devant les sections efficaces différentielles mesurées.

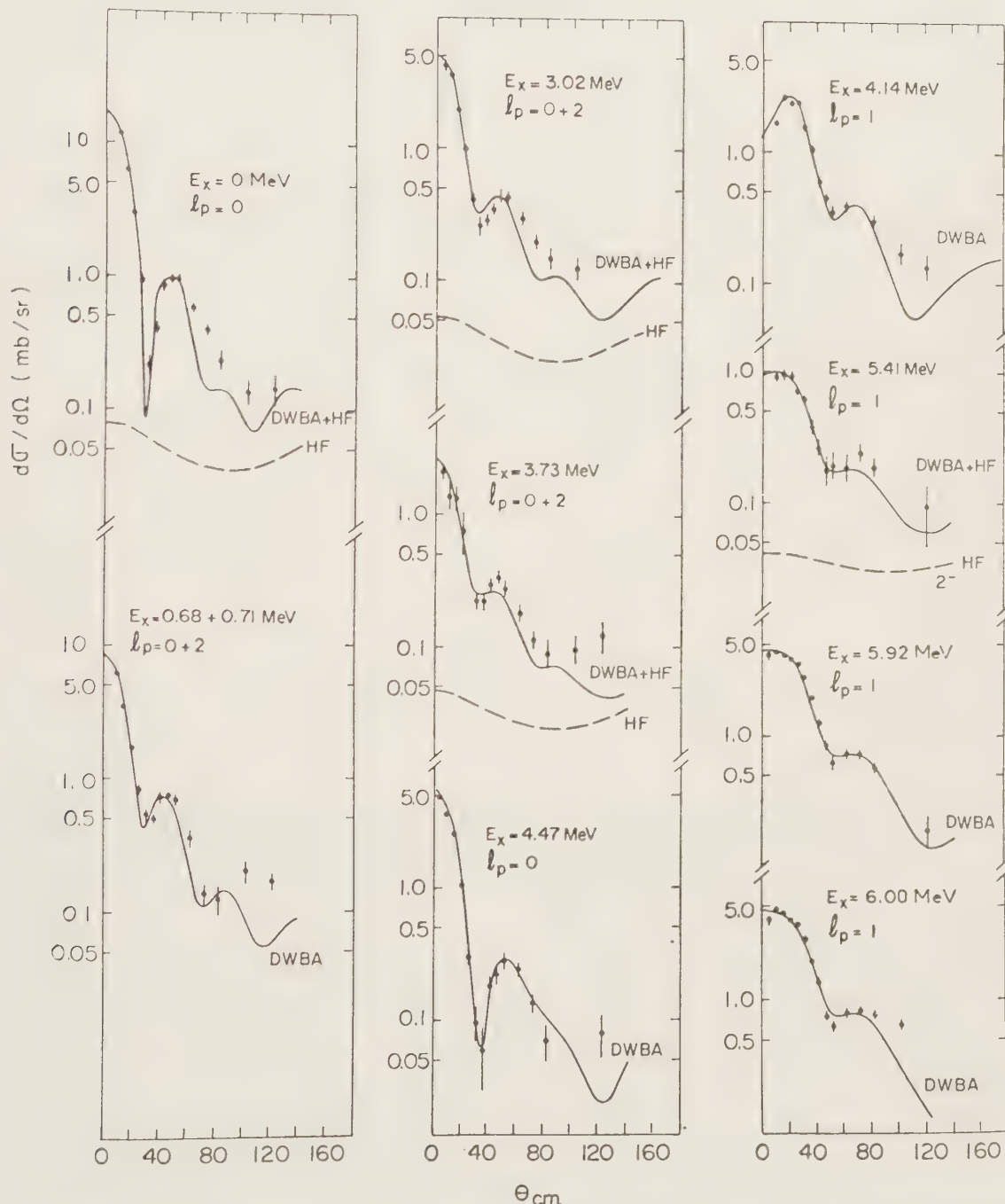


Fig. IV-2a. — Distributions angulaires des neutrons issus de la réaction $^{29}\text{Si}(d,n)^{30}\text{P}$ effectuée à 6 MeV correspondant à un transfert $l_p=0$, $l_p=0+2$ ou $l_p=1$. Les barres d'erreur tiennent compte uniquement des erreurs statistiques. Les courbes en pointillés, tracées dans certains cas, représentent la contribution du noyau composé calculée à partir de la théorie de Hauser-Feshbach (HF). Les courbes en traits pleins correspondent soit aux résultats des calculs DWBA soit à l'addition incohérente des résultats des calculs DWBA et HF lorsque ces derniers ont été évalués.

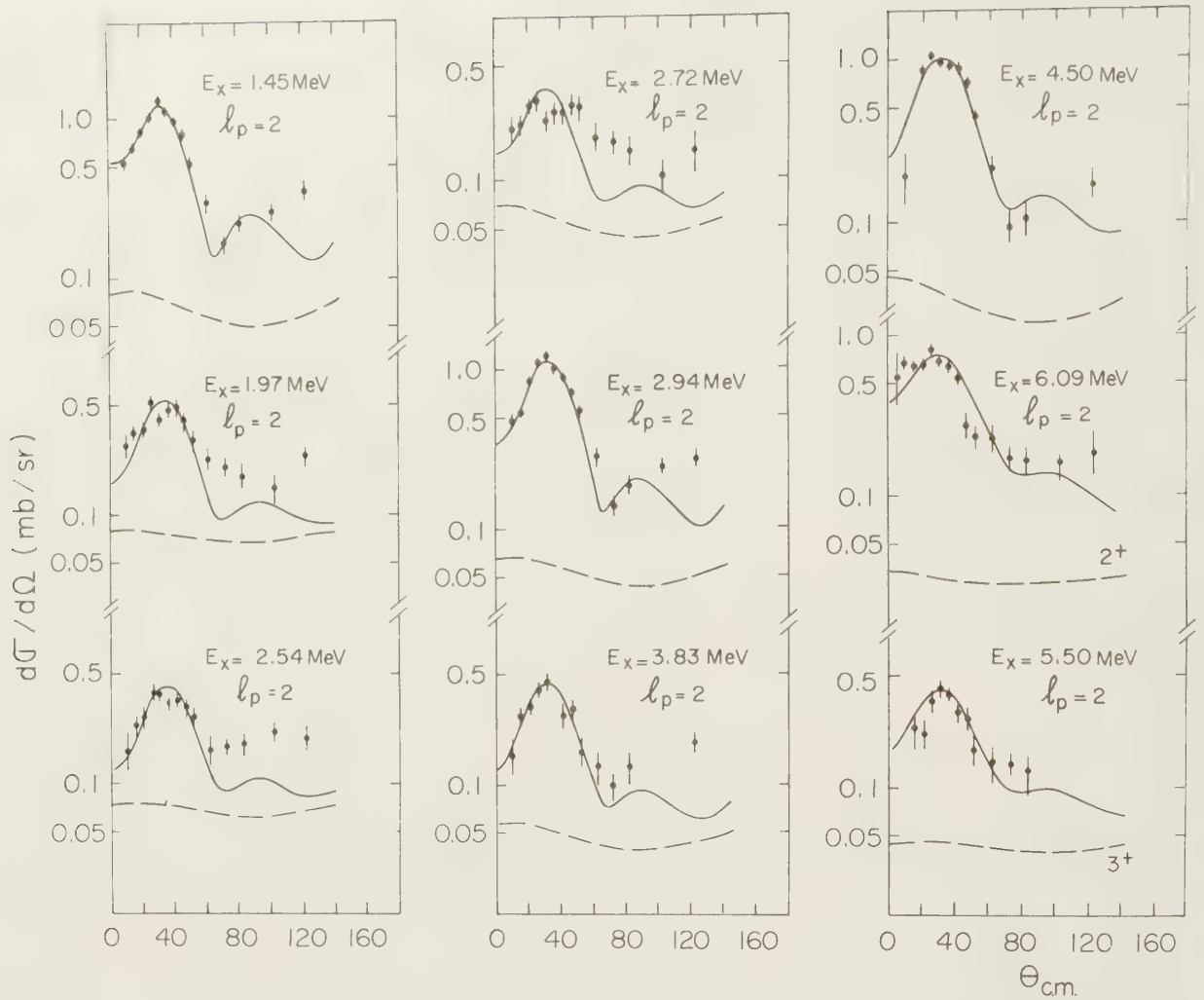


Fig. IV-2b. — Distributions angulaires des neutrons issus de la réaction $^{29}\text{Si}(d,n)^{30}\text{P}$ effectuée à 6 MeV correspondant à un transfert $l_p = 2$. Pour tous les niveaux, les courbes sont tracées en prenant $nlj = 1d\frac{3}{2}$ à l'exception des niveaux à 1.97 et 2.54 MeV pour lesquels $nlj = 1d\frac{5}{2}$. Par ailleurs, voir légende fig. IV-2a.

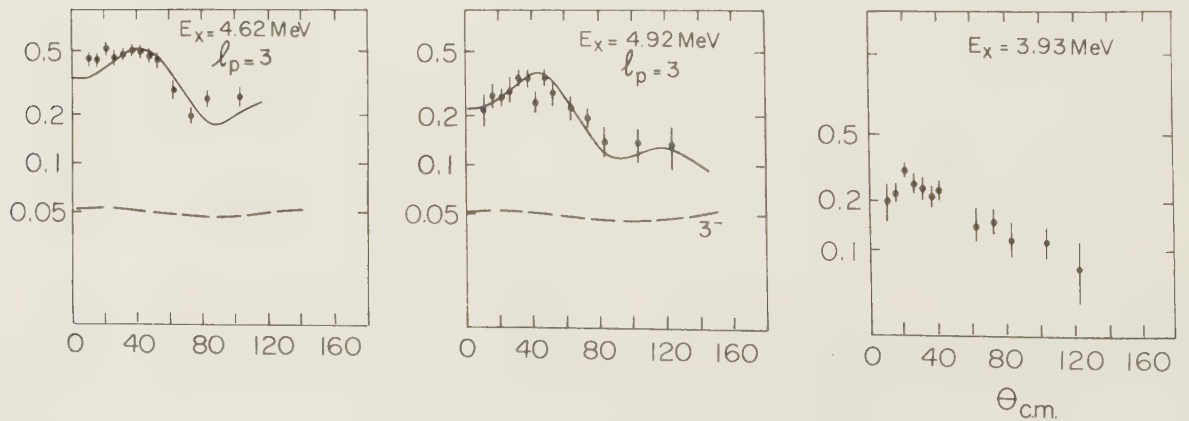


Fig. IV-2c. — Distributions angulaires des neutrons issus de la réaction $^{29}\text{Si}(d,n)^{30}\text{P}$ effectuée à 6 MeV correspondant à un transfert $l_p = 3$ ou non caractéristiques d'un transfert particulier. Voir légende fig. IV-2a.

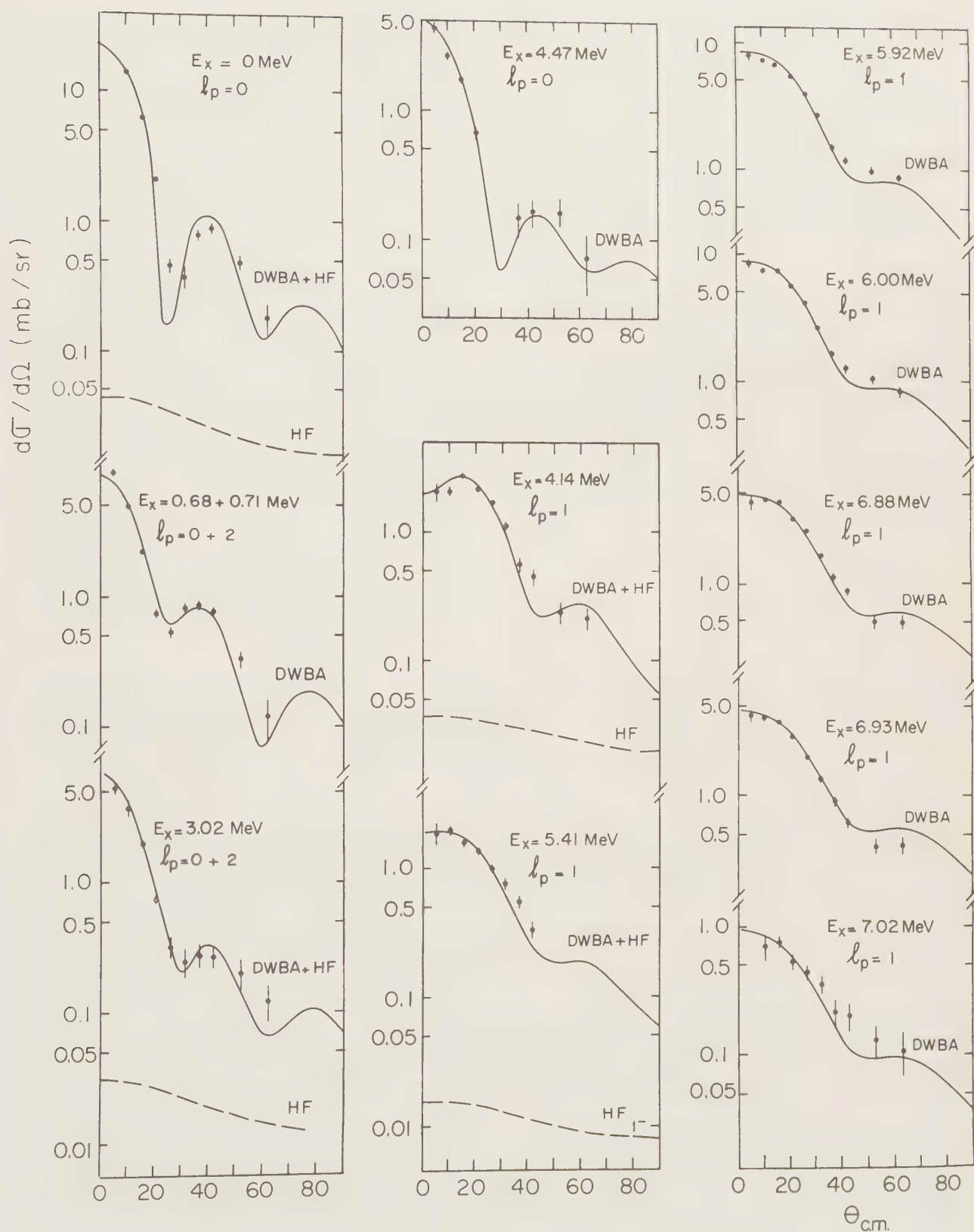


Fig. IV-3a. — Distributions angulaires des neutrons issus de la réaction $^{29}\text{Si}(d,n)^{30}\text{P}$ effectuée à 8 MeV correspondant à un transfert $l_p = 0$, $l_p = 0 + 2$ ou $l_p = 1$.
Par ailleurs, voir légende fig. IV-2a.

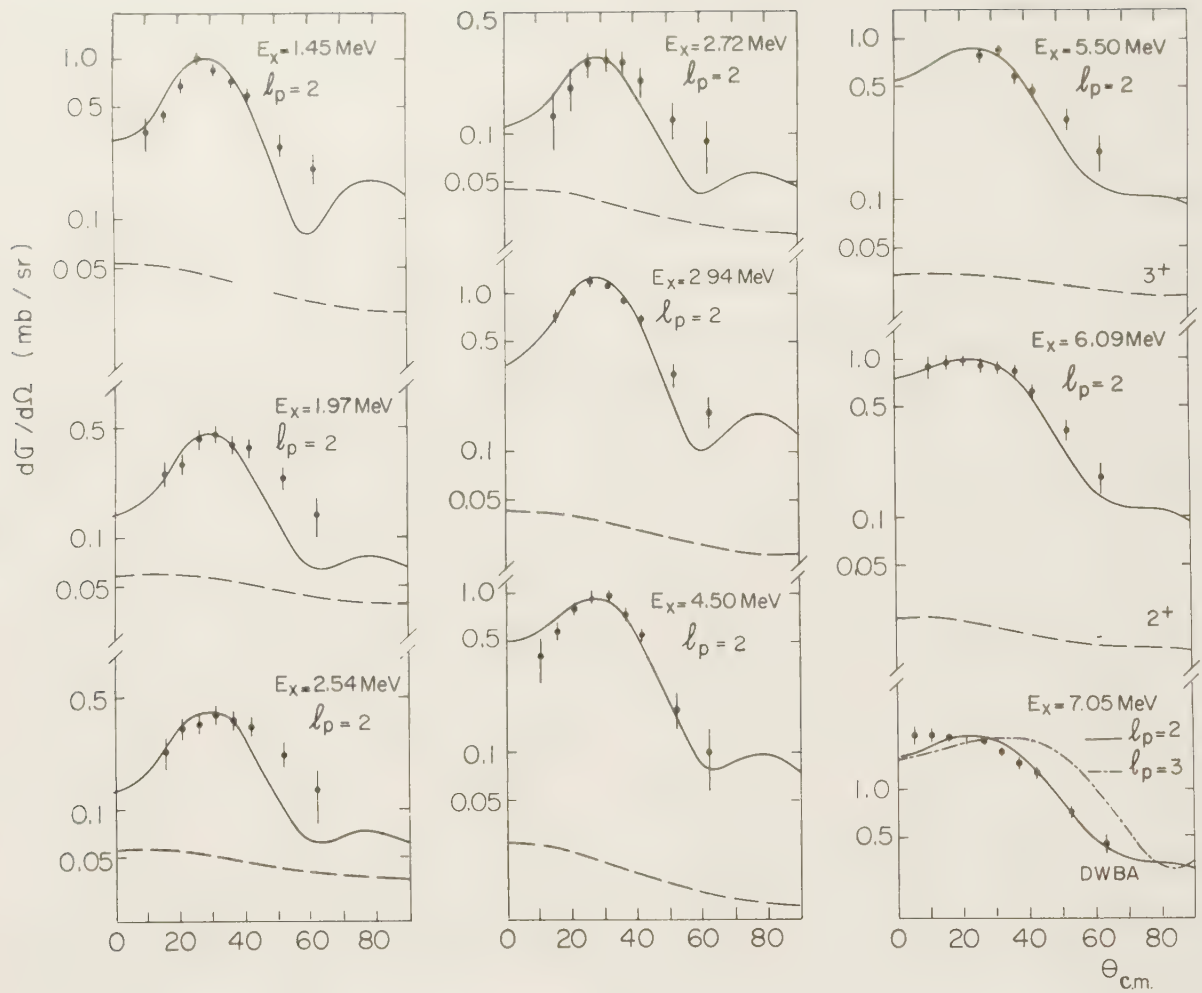


Fig. IV-3b. — Distributions angulaires des neutrons issus de la réaction $^{29}\text{Si}(d,n)^{30}\text{P}$ effectuée à 8 MeV, correspondant à un transfert $l_p = 2$. Par ailleurs, voir légende fig. IV-2a.

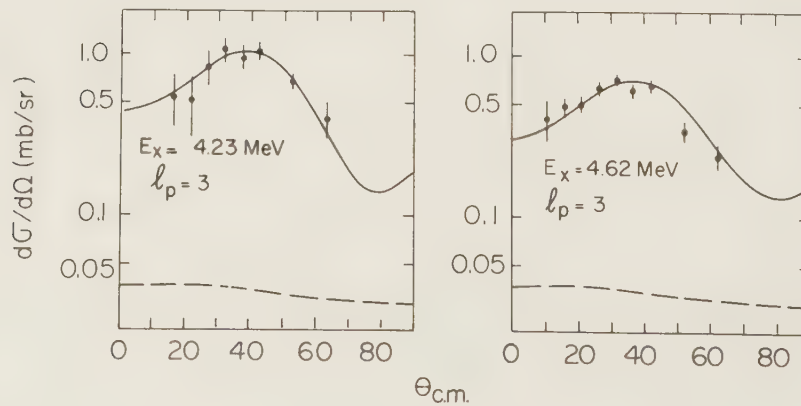


Fig. IV-3c. — Distributions angulaires des neutrons issus de la réaction $^{29}\text{Si}(d,n)^{30}\text{P}$ effectuée à 8 MeV, correspondant à un transfert $l_p = 3$. Par ailleurs, voir légende fig. IV-2a.

IV-3 ANALYSE DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

IV-3-1 TRANSITIONS $\ell_p = 0$ ET $\ell_p = 0+2$

Les distributions angulaires de neutrons associés à l'état fondamental ($J^\pi = 1^+$) et au niveau de 4.47 MeV ($J^\pi = 0^+$) sont convenablement ajustées par une courbe théorique DWBA $\ell_p = 0$ (figs. IV-2 a et 3 a).

Pour les niveaux à 0.68 + 0.71, 3.02 et 3.73 MeV, la forme de leur distribution s'interprète en prenant un mélange de moment transféré $\ell_p = 0+2$. Ceci est compatible avec les résultats connus, les valeurs de spin et parité étant respectivement $J^\pi = 0^+$ (0.68), 1^+ (0.71), 1^+ (3.02). Pour le niveau à 3.73 MeV, l'accord acceptable entre les distributions expérimentale et calculée nous autorise à proposer $J^\pi = 1^+$, seule valeur compatible avec un transfert $\ell_p = 0+2$. Des résultats similaires ont été obtenus en réaction (α, d) par Dykoski (DY 73) et par Hertzog et al. (HE 74).

IV-3-2 TRANSITIONS $\ell_p = 1$

De manière générale, pour les niveaux à 4.14, 5.41, 5.92, 6.00, 6.88, 6.93 et 7.02 MeV, les formes théoriques calculées en considérant un moment de transfert $\ell_p = 1$ sont en très bon accord avec les distributions angulaires expérimentales (figs. IV-2 a et IV-3 a). Ces niveaux, à l'exception de celui à 7.02 MeV, sont tous fortement peuplés au cours de la réaction étudiée (les sections efficaces vers l'avant variant entre 2 et 9 mb/sr). Les règles de sélection permettent de proposer, pour chacun d'eux, une parité négative et de leur attribuer une valeur de spin comprise entre 0 et 2. En fait, l'attribution $J^\pi = 0^-$ est moins probable, le transfert du proton s'effectuant préférentiellement dans la sous-couche $2p_{3/2}$ du modèle en couches.

Des caractéristiques spectroscopiques ($J^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$) avaient déjà été proposées pour les niveaux à 5.41, 5.92 et 6.00 MeV lors de l'étude de la réaction $^{29}\text{Si} (d, n) ^{30}\text{P}$ à $E_d = 4$ MeV (UZ 72). Elles ont été confirmées par Dykoski et par Hertzog et al.

Le transfert $\ell_p = 1$ auquel conduit l'analyse des distributions angulaires associées aux niveaux de 6.88, 6.93 et 7.02 MeV est en désaccord avec la valeur $\ell_p = 2$ proposée par Dykoski en réaction (α, d). Ce transfert est, cependant, compatible avec les spins et parités de ces niveaux valant respectivement $2^-, 1^-$ et 2^- (EN 73).

IV-3-3 TRANSITIONS $\ell_p = 2$

Les figs. IV-2 b et IV-3 b montrent les distributions angulaires caractéristiques d'un transfert $\ell_p = 2$. Un bon accord de forme entre les distributions expérimentales et théoriques est obtenu pour les niveaux de 1.45, 2.94, 4.50 et 6.09 MeV. Les valeurs de spin et parité théoriquement possibles ($J^\pi = 1^+, 2^+, 3^+$) sont ou compatibles avec les attributions connues pour les niveaux de 1.45 (2^+), 2.94 (2^+) et 4.50 (1^+) MeV (EN 73) ou nouvelles pour le niveau de 6.09 MeV observé pour la première fois. Précisons, toutefois, qu'en réaction ($\mathcal{B}, d$) (DY 73) ce dernier niveau semble être peuplé par un transfert $\ell_p = 3$.

Il convient, également, de noter que les distributions angulaires expérimentales déterminées à $E_d = 6$ MeV (fig. IV-2 b) correspondant aux niveaux à 1.97 (3^+), 2.54 (3^+) et 2.72 (2^+) MeV ne s'accordent pas très bien avec un moment de transfert $\ell_p = 2$. Des difficultés de même nature sont aussi apparues pendant l'analyse des réactions $^{31}\text{P}(\mathcal{B}, \alpha)^{30}\text{P}$ (BE 73 b) et $^{29}\text{Si}(\mathcal{B}, d)^{30}\text{P}$ (DY 73 - HE 74) pour les deux premiers de ces niveaux. Bien que l'on ne puisse présenter une justification théorique, il semble qu'un transfert $\ell_p = 2+4$ serait mieux adapté dans le cas de notre étude effectuée à $E_d = 6$ MeV (fig. IV-4). Cette hypothèse a, également, été émise par Dykoski.

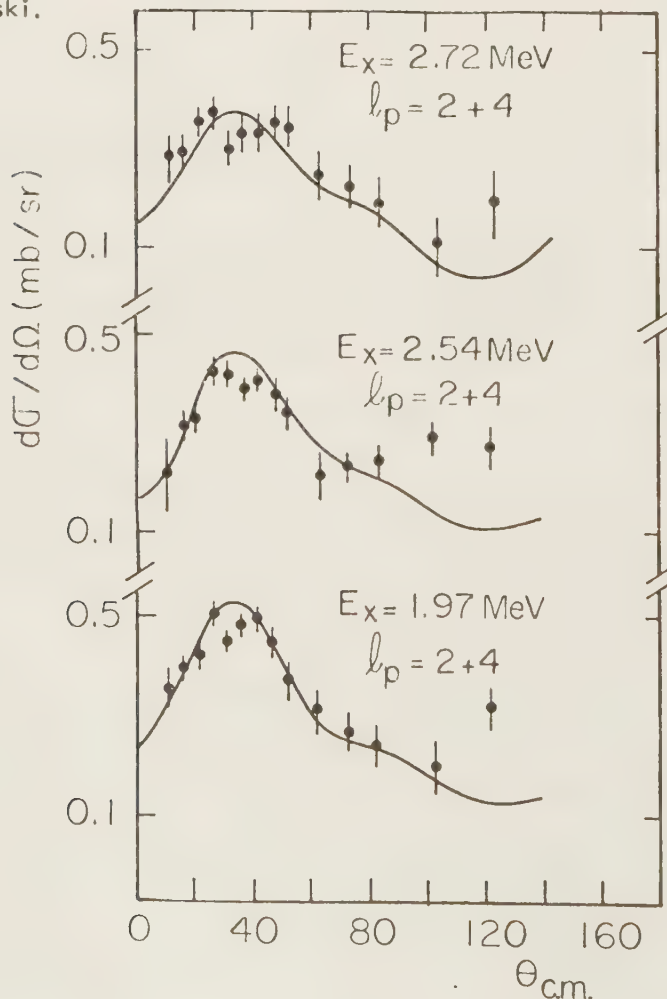


Fig. IV-4. - Distributions angulaires correspondant aux niveaux à 1.97 - 2.54 et 2.72 MeV pour une énergie incidente de 6 MeV. Les courbes tracées résultent de l'addition des calculs HF et des calculs DWBA obtenus en prenant $\ell_p \sim 2$ (25%) + 4 (75%)

Les distributions angulaires de neutrons associés aux niveaux à 3.83 et 5.50 MeV sont convenablement ajustées par une courbe DWBA $\ell_p = 2$. Les mélanges de moment transféré $\ell_p = 2 + 4$ ($E_x = 3.83$ MeV) et $\ell_p = 0 + 2$ ($E_x = 5.50$ MeV) suggérés par Dykoski (DY 73) n'ont pas été confirmés par Hertzog et al. (HE 74). On peut donc penser que les caractéristiques spectroscopiques $\ell_p = 2$, $J^\pi = 1^+, 2^+, 3^+$ sont les plus probables. Par ailleurs, la comparaison des schémas de niveaux du ^{30}P et du ^{30}Si (fig. IV-5 a) nous autorise à proposer un isospin $T = 1$ pour le niveau de 5.50 MeV ; il est vraisemblable, en effet, que ce niveau du ^{30}P soit l'état analogue de l'un des niveaux à 4.81 MeV ($J^\pi = 2^+$) ou 4.83 MeV ($J^\pi = 3^+$) du ^{30}Si .

Un transfert $\ell_p = 2$ rend compte de la forme de la distribution angulaire des neutrons obtenue pour le niveau (fortement peuplé) à 7.05 MeV (fig. IV-3 b) et conduit à l'attribution des caractéristiques $J^\pi = 1^+, 2^+, 3^+$. Ce niveau correspond sans doute à l'une des trois résonances ($E_p = 1501.7$ keV, $E_p = 1505.8$ keV et $E_p = 1506.5$ keV) observées par Harris et al. (HA 69b) ou Poirier et al. (PO 70) au moyen des réactions $^{29}\text{Si} (p, \gamma) ^{30}\text{P}$ et $^{29}\text{Si} (p, p) ^{29}\text{Si}$ respectivement. Le spin et la parité de la faible résonance $E_p = 1501.7$ keV n'ont pu être déterminés. Par contre, des caractéristiques identiques $J^\pi = 4^-$ ont été proposées pour les deux autres résonances, les niveaux correspondants du ^{30}P se désexcitant préférentiellement (rapport d'embranchement 59 %) vers le niveau de 4.23 MeV ($J^\pi = 4^-$). Compte tenu des renseignements actuels, il se peut que le niveau à 7.05 MeV (peuplé au cours de la réaction $^{29}\text{Si} (d, n) ^{30}\text{P}$) corresponde à la résonance $E_p = 1501.7$ keV mais il est également possible que le transfert $\ell_p = 2$ soit mal adapté.

IV-3.4 TRANSITIONS $\ell_p = 3$ ET AUTRES TRANSITIONS

Les distributions expérimentales obtenues pour les niveaux à 4.23 MeV ($J^\pi = 4^-$) et 4.62 MeV ($J^\pi = 3^-$) s'accordent bien avec un moment de transfert égal à 3 (figs. IV-2 c et IV-3 c).

En ce qui concerne le niveau à 4.92 MeV, la distribution angulaire, mesurée uniquement à $E_d = 6$ MeV, est convenablement ajustée par une courbe théorique DWBA $\ell_p = 3$. Ce résultat suggère les caractéristiques $J^\pi = 2^-, 3^-, 4^-$ compatibles avec l'attribution $J^\pi = 3^-$ proposée par Hertzog et al. Il est en contradiction avec la valeur $\ell_p = 1$ déterminée par Dykoski.

Pour $E_d = 6$ MeV, deux autres niveaux ont été observés à une dizaine d'angles au moins. La section efficace différentielle du niveau à 4.73 MeV est très faible et pratiquement isotrope. Bien que plus structurée, la distribution angulaire associée au niveau à 3.93 MeV ($J = 1, 2, 3$) ne peut être reproduite de façon satisfaisante par une courbe DWBA.

IV-4 FACTEURS SPECTROSCOPIQUES ET INTENSITÉS DE TRANSITION

Les valeurs des intensités de transition expérimentales $G = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} C^2 S_p$ obtenues dans les réactions de transfert d'un proton sur le noyau ^{29}Si sont regroupées dans le tableau IV-2. Dans l'ensemble, l'accord est bon entre les résultats obtenus en réaction (d,n) aux énergies incidentes de 6 et 8 MeV. Il en est de même de celui entre nos résultats et ceux mentionnés par Hertzog et al. (HE 74) d'une part, et Dykoski (DY 73) d'autre part. Quelques divergences méritent, toutefois, d'être soulignées.

Ainsi, il convient de rappeler que les distributions angulaires correspondant aux niveaux à 1.97, 2.5 et 2.72 MeV ne sont pas bien reproduites par un moment de transfert $\ell_p = 2$. Par ailleurs, pour le niveau à 4.92 MeV, il peut être intéressant de préciser que les sections efficaces absolues des distributions angulaires expérimentales, associées aux niveaux à 4.62 MeV ($J^\pi = 3^-$) et 4.92 MeV ($J^\pi = 3^-$) interprétés en prenant un même moment de transfert égal à 3, sont dans un rapport nettement différent de notre étude et dans celle effectuée par Hertzog et al. Enfin, en ce qui concerne les niveaux à 4.47 MeV et 5.41 MeV, les intensités de transition obtenues au cours du présent travail sont beaucoup plus proches des valeurs théoriques (Partie IV-5 du texte) ou des valeurs expérimentales proposées par Dykoski que de celles indiquées par Hertzog et al.

Il y a également lieu de noter que la valeur moyenne du facteur spectroscopique ($S_p = 0.115$) déterminée en réaction (d,n) pour le niveau à 5.50 MeV (en supposant $J^\pi = 2^+$, $n\ell_i = 1d3$) est en bon accord avec la valeur ($S_n = 0.09$) obtenue par Mackh et al. (MA 73) au moyen de la réaction $^{29}\text{Si}(d,p)^{30}\text{Si}$ pour le niveau à 4.81 MeV du ^{30}Si . Ce résultat accrédite la proposition d'isospin $T = 1$ donnée dans la partie IV-3-3.

Le tableau IV-3, donné à titre indicatif, rassemble les sommes des intensités de transition extraites en réaction (d,n) correspondant aux sous-couches appropriées du modèle en couches. Ces sommes sont comparées aux valeurs fournies par le modèle, utilisé dans sa forme la plus simple. Il est alors intéressant de faire les deux remarques suivantes :

- 1°) il existe une intensité totale expérimentale $G_{d5/2}$ non prévue par la théorie (supposant la couche $1d_{5/2}$ remplie) ;
- 2°) si une grande partie de l'intensité totale $G_{d3/2}$ est observée expérimentalement, il n'en est pas de même des intensités $G_{f7/2}$ et $G_{p3/2}$. Cela provient certainement du fait que la région des niveaux non liés ($E_x \geq 5.60$ MeV) n'a pu être suffisamment explorée pendant notre étude.

Comparaison des intensités de transition expérimentales pour les réactions de transfert d'un proton sur ^{29}Si

E_x MeV)	$J^\pi; T$ b)	ℓ_p	$n\ell_i$ DWBA	$G = \frac{2J_{f+1}}{2J_{i+1}} C^2 S_p$			
				(d, n) 6 MeV c)	(d, n) 8 MeV c)	(Z, d) 15 MeV d)	(Z, d) 25 MeV e)
0	1^+	0	$2s \frac{1}{2}$	0.70	0.71	0.72	0.74
0.68	$0^+; 1$	0	$2s \frac{1}{2}$	(0.27)	(0.23)	0.25	0.23
0.71	1^+		$2s \frac{1}{2}$			0.14	0.09
1.45	2^+	2	$1d \frac{3}{2}$	(0.54)	(0.60)	0.35	0.45
1.97	3^+	2	$1d \frac{3}{2}$	1.12	0.84	0.81	0.81
		2	$1d \frac{5}{2}$	0.28	0.21	0.07	0.12
			$1g \frac{7}{2}$				
2.54	3^+	2	$1d \frac{5}{2}$	0.19	0.18	0.11	0.09
		2	$1g \frac{7}{2}$	0.21	0.15	0.10	0.10
2.72	2^+		$1d \frac{3}{2}$				
2.94	$2^+; 1$	2	$1d \frac{3}{2}$	0.73	0.70	0.83	0.80
3.02	1^+	0	$2s \frac{1}{2}$	0.08	0.10	0.12	0.08
		2	$1d \frac{3}{2}$	0.17	0.07	0.05	0.11
3.73	1^+		$2s \frac{1}{2}$				
		2	$1d \frac{3}{2}$	0.11		0.02	0.08
3.83	$(1, 2)^+$		$1d \frac{3}{2}$				
4.14	2^-	1	$2p \frac{3}{2}$	0.15	0.13	0.26	0.14
		3	$1f \frac{5}{2}$				0.11
4.23	4^-		$1f \frac{7}{2}$				
4.47	$0^+; 1$	0	$2s \frac{1}{2}$	0.07	0.06	0.19	0.11
4.50	$1^+; 1$	2	$1d \frac{3}{2}$	0.37	0.32	0.40	0.47
4.62	3^-	3	$1f \frac{7}{2}$	0.53	0.56	0.65	0.54
4.92	3^-	3	$1f \frac{7}{2}$	0.28		0.04	f)
5.41	$(0-2)^-$	1	$2p \frac{3}{2}$	0.05	0.06	0.45	0.06
5.50	$(1-3)^+$	2	$1d \frac{3}{2}$	0.10	0.19	0.08	f)
5.92	$(1-2)^-$	1	$2p \frac{3}{2}$		(0.31)	0.50	0.35
6.00	1^-	1	$2p \frac{3}{2}$		(0.35)	0.29	0.33
6.09	$(1-3)^+$	2	$1d \frac{3}{2}$				
6.88	2^-	1	$2p \frac{3}{2}$				
6.93	1^-	1	$2p \frac{3}{2}$				
7.02	2^-	1	$2p \frac{3}{2}$				
7.05	$(1-3)^+$	2	$1d \frac{3}{2}$				

Réf. (EN 73)

Réfs. (EN 73 - HE 74) ou présent travail

Présent travail

Réf. (HE 74)

Réf. (DY 73)

Voir texte (paragraphe IV-3-3 ou IV-3-4).

Tableau IV-3

Comparaison des sommes des intensités de transition extraites en réaction (d,n) avec les valeurs fournies par les règles de French et Mc Farlane (FR 61)

Sous-couche	Isospin T de l'état final	Règles de somme	$\sum \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} C^2_{S_p}$	
			(d, n) 6 MeV	(d, n) 8 MeV
1d $\frac{5}{2}$	0	0	0.47	0.39
2s $\frac{1}{2}$	0	1.5	0.81	0.81
2s $\frac{1}{2}$	1	0.5	0.34	0.29
1d $\frac{3}{2}$	0	2	2.34	1.66
1d $\frac{3}{2}$	1	2	1.20	1.21
1f $\frac{7}{2}$	0	4		1.53
2p $\frac{3}{2}$	0	2		0.85

a) Ce résultat ne tient pas compte des niveaux à 3.73 et 3.83 MeV.

IV-5 COMPARAISON DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX AVEC DES CALCULS THÉORIQUES

Plusieurs voies théoriques ont été suivies pour tenter de décrire les propriétés du noyau doublement impair ^{30}P . De manière générale, les modèles rotationnels (PI 66 - AS 68 - WA 71) ou vibrationnels (SI 72) permettent d'obtenir un accord raisonnable entre les schémas de niveaux théorique et expérimental, tout au moins pour les premiers niveaux. Par contre, les articles portant sur ces études ne fournissent aucune estimation des facteurs spectroscopiques. Les récents calculs de modèles en couches effectués, soit par Wildenthal et al. (WI 71) pour les états de parité positive, soit au cours de ce travail pour les états de parité négative, comblent, en partie, cette lacune. Aussi, la discussion suivante consistera-t-elle uniquement à comparer les résultats expérimentaux aux prévisions fournies par ces derniers modèles.

IV-5-1 NIVEAUX DE PARITÉ POSITIVE

Les premiers calculs de modèles en couches appliqués à l'étude du ^{30}P remontent à Glaudemans et al. (GL 64) et Yang Shan Teh (YA 65). Dans ces calculs, on considère le ^{30}P comme formé d'un cœur inerte de ^{28}Si , les deux particules extérieures à ce cœur étant réparties dans les orbitales $2s1$ et $1d3$. Une telle description est insuffisante car elle ne reproduit qu'un nombre limité d'états $\bar{2}$ excités et ne fait pas apparaître, en particulier, les niveaux à 1.45 et 1.97 MeV.

Récemment, Wildenthal et al. (WI 71) ont pu interpréter dans le cadre du modèle en couches un nombre de niveaux à parité positive plus important. Ce résultat a été obtenu en plaçant une ou deux particules de la sous-couche $1d5$ du cœur inerte ^{28}Si dans les sous-couches $2s1$ et $1d3$. L'interaction résiduelle utilisée est une interaction delta de surface modifiée (MSDI). Les niveaux de parité positive ainsi calculés sont comparés (figs. IV-5a et IV-5b) aux niveaux observés expérimentalement. Sur ces figures, les niveaux étudiés au cours de ce travail sont représentés en traits pleins.

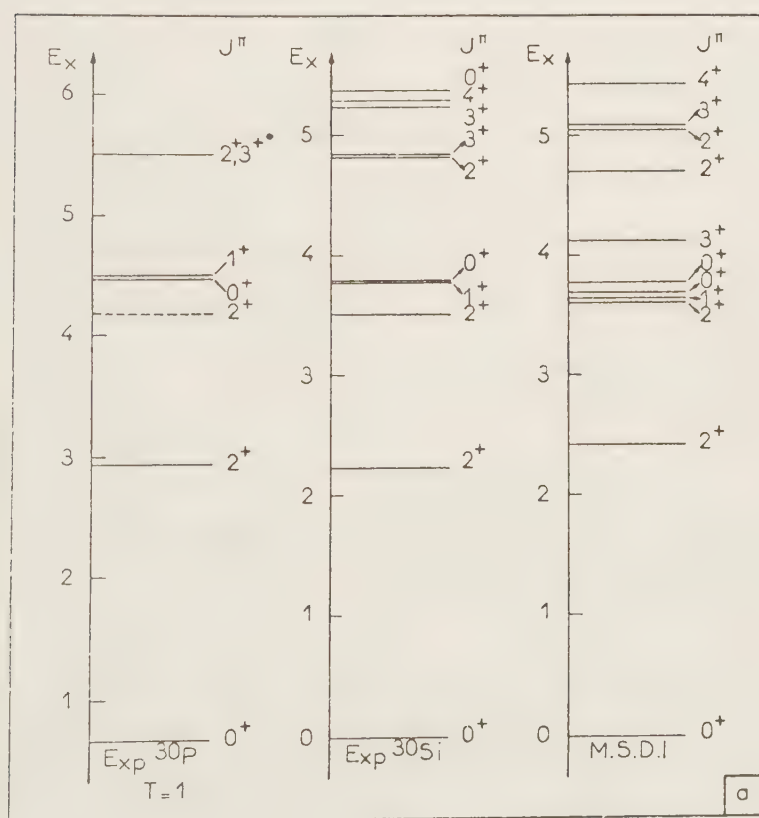


Fig. IV-5a. — Niveaux de parité positive, d'isospin $T=1$, du ^{30}P et du ^{30}Si : comparaison des résultats expérimentaux et théoriques. Les attributions J^π théoriques sont celles de la réf. (WI 71), les attributions expérimentales celles de la réf. (HA 69b) pour le ^{30}P et de la réf. (MA 73) pour le ^{30}Si . Les niveaux faiblement peuplés dans la réaction $^{29}\text{Si}(d,n)^{30}\text{P}$ sont représentés en pointillés et les conclusions du présent travail par un astérisque.

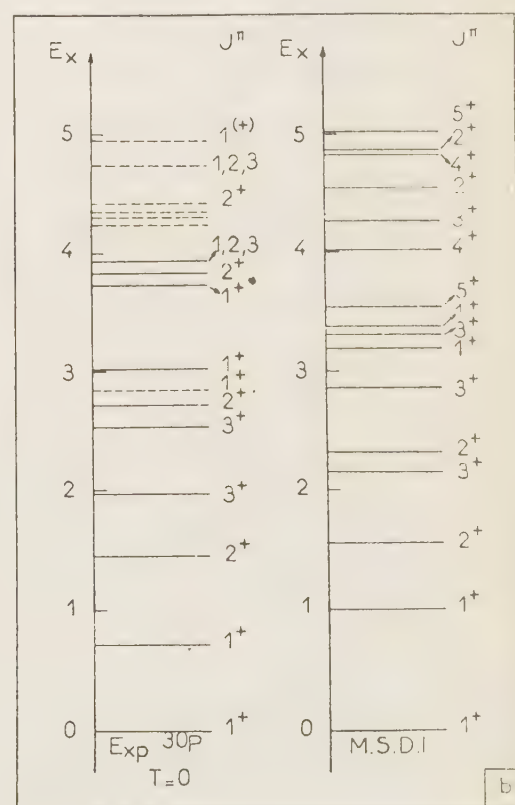


Fig. IV-5b. — Niveaux de parité positive, d'isospin $T=0$, du ^{30}P : comparaison des résultats expérimentaux et théoriques. Les attributions J^π théoriques sont celles de la réf. (WI 71), les attributions expérimentales celles de la réf. (EN 73). Par ailleurs, voir légende fig. IV-5a.

Les facteurs spectroscopiques déterminés par Wildenthal (WI 73b) sont comparés dans le tableau IV-4 à ceux déduits de l'expérience. Lorsqu'il est possible d'établir une correspondance précise entre les niveaux observés expérimentalement et ceux calculés par le modèle, les valeurs proposées par Wildenthal sont proches des valeurs expérimentales, sauf en ce qui concerne les niveaux à 2.54 et 3.02 MeV. Pour ces deux niveaux, les facteurs spectroscopiques obtenus par réaction (d,n) ou (α ,d) sont nettement supérieurs aux estimations théoriques.

IV-5-2 NIVEAUX DE PARITÉ NÉGATIVE

L'interprétation des niveaux à parité négative, dans le cadre du modèle en couches, n'avait pas été tentée jusqu'à présent. Elle suppose l'introduction d'au moins une particule dans les premières sous-couches de la couche 2p-1f.

Le prolongement normal des calculs de Wildenthal consiste à prendre la base $(\frac{d5}{2})^{n_1} (\frac{s1}{2} \frac{d3}{2})^{n_2} (\frac{f7}{2} \frac{p3}{2})^1$ avec $n_1 + n_2 + 1 = 14$ et $n_1 \geq 10$. Cet ensemble de configurations entraîne une taille importante pour les matrices à diagonaliser (à titre d'exemple, la matrice correspondant aux niveaux $J^\pi = 2^-, T = 0$ a pour dimensions dans cette base 613×613). Dans ces conditions, il était intéressant d'envisager une troncature de l'espace de configurations en supprimant certains états $(\frac{1d5}{2})^{10}$ responsables de la grande taille des matrices. L'examen des fonctions d'onde des niveaux à parité positive du ^{30}P montre que l'état $(\frac{1d5}{2})^{10}_{J=0, T=1}$ est largement prépondérant parmi les états $(\frac{1d5}{2})^{10}$ pour la plupart des niveaux. Ceci s'explique facilement par le fait qu'un tel état est créé par la force d'appariement.

En se limitant à l'état $(\frac{1d5}{2})^{10}_{J=0, T=1}$ la taille de la matrice pour les niveaux $J^\pi = 2^-, T = 0$ est ramenée à 100×100 . Le calcul présenté a été effectué dans cette hypothèse avec le programme de modèle en couches d'Oak Ridge-Rochester (FR 69).

Les éléments de matrices à deux corps sont obtenus à partir des paramètres A_0, A_1, B_0, B_1 déterminés par Wildenthal et al (WI 71) pour une interaction effective MSDI. Les énergies à une particule $\epsilon_{\frac{d5}{2}}, \epsilon_{\frac{s1}{2}}, \epsilon_{\frac{d3}{2}}$ sont celles de Wildenthal diminuées de 100 keV. Ce décalage compense la perte en énergie de liaison due à la troncature effectuée.

Les énergies à une particule $\epsilon_{\frac{f7}{2}}$ et $\epsilon_{\frac{p3}{2}}$ sont calculées de façon à obtenir un accord expérience-théorie optimum pour les tout premiers niveaux de parité négative du ^{29}Si et du ^{30}P . La valeur de chacun de ces paramètres est indiquée dans le tableau IV-5.

Tableau IV-4

Comparaison des facteurs spectroscopiques S_p expérimentaux et théoriques pour les niveaux de parité positive du ^{30}P

E_x (MeV)	J^π	T	ℓ_p	a)			a)			b)		
				$S_p \text{ exp}$ (d,n) à 6 MeV			$S_p \text{ exp}$ (d,n) à 8 MeV			$S_p \text{ théo}$ MSDI		
				$s\frac{1}{2}$	$d\frac{3}{2}$	$d\frac{5}{2}$	$s\frac{1}{2}$	$d\frac{3}{2}$	$d\frac{5}{2}$	$s\frac{1}{2}$	$d\frac{3}{2}$	$d\frac{5}{2}$
0	1^+	0	0	0.93			0.95			1.22		
			$\left. \begin{matrix} 0 \\ + \\ 2 \end{matrix} \right\}$	1.08			0.92			1.23		
0.68	0^+	1										
0.71	1^+	0										
1.45	2^+	0	2		0.72			0.80		0.01	0.76	
1.97	3^+	0	2		0.90			0.67			0.64	0.06
2.54	3^+	0	2			0.16			0.12			0.15
2.72	2^+	0	2			0.11			0.10			0.02
2.94	2^+	1	2		0.17			0.12			0.10	0.02
3.02	1^+	0	0 + 2		0.58			0.56			0.58	0.06
4.47	0^+	1	0	0.10	0.23		0.13	0.09		0	0.07	
4.50	1^+	1	2	0.26			0.23			0.15		
					0.49			0.42			0.71	

a) Présent travail

b) Réf. (W1 73 b)

Tableau IV-5

Paramètres (en MeV) utilisés dans les calculs MSDI

A_0 a)		A_1 a)		B_0 a)		B_1 a)	
0.892		0.873		- 1.071		0.708	
$\epsilon_{d5\frac{1}{2}}$ b)	$\epsilon_{s1\frac{1}{2}}$ b)	$\epsilon_{d3\frac{1}{2}}$ b)		$\epsilon_{f7\frac{1}{2}}$ b)		$\epsilon_{p3\frac{1}{2}}$ b)	
-7.66	-6.13	-4.06		1.19		4.19	

a) Réf. (WI 71)

b) Présent travail.

Les énergies de liaison relatives à ^{16}O pour le fondamental et les énergies d'excitation (relatives au fondamental) des premiers niveaux de parité négative sont rassemblées dans le tableau IV-6

L'écart en énergie observé pour le niveau $\frac{7^-}{2}$ du ^{29}Si provient, d'une part de l'interaction choisie qui ne décrit pas parfaitement le ^{29}Si et, d'autre part, du spin élevé de ce niveau qui le rend plus sensible à la troncature.

Tableau IV-6

Energie du fondamental (relative à ^{16}O) et des premiers niveaux de parité négative (par rapport au fondamental) pour ^{29}Si et ^{30}P

^{29}Si			^{30}P		
J^π	E_{exp}	$E_{\text{théo}}$	J^π	E_{exp}	$E_{\text{théo}}$
$\frac{1^+}{2}$	144.93 a)	144.54	1^+	156.22 a)	156.59
$\frac{7^-}{2}$	3.62 b)	5.35	2^-	4.14	3.95
$\frac{3^-}{2}$	4.93 b)	5.12	4^-	4.23	4.22

a) Réf. (WI 71)

b) Réf. (EN 67)

Les énergies et les facteurs spectroscopiques S_p calculés dans ces conditions sont comparés aux résultats expérimentaux dans la figure IV-6 et le tableau IV-7 respectivement. La comparaison des schémas de niveaux est dans l'ensemble satisfaisante. En particulier, les calculs reproduisent correctement les niveaux à 5.41 MeV (si l'on admet $J^\pi = 2^-$), 5.92 MeV, 6.00 MeV et 6.27 MeV. Il convient également de souligner que les deux niveaux 0^- prévus par le modèle avec $S_p = 0$ ne sont pas peuplés au cours de la réaction étudiée.

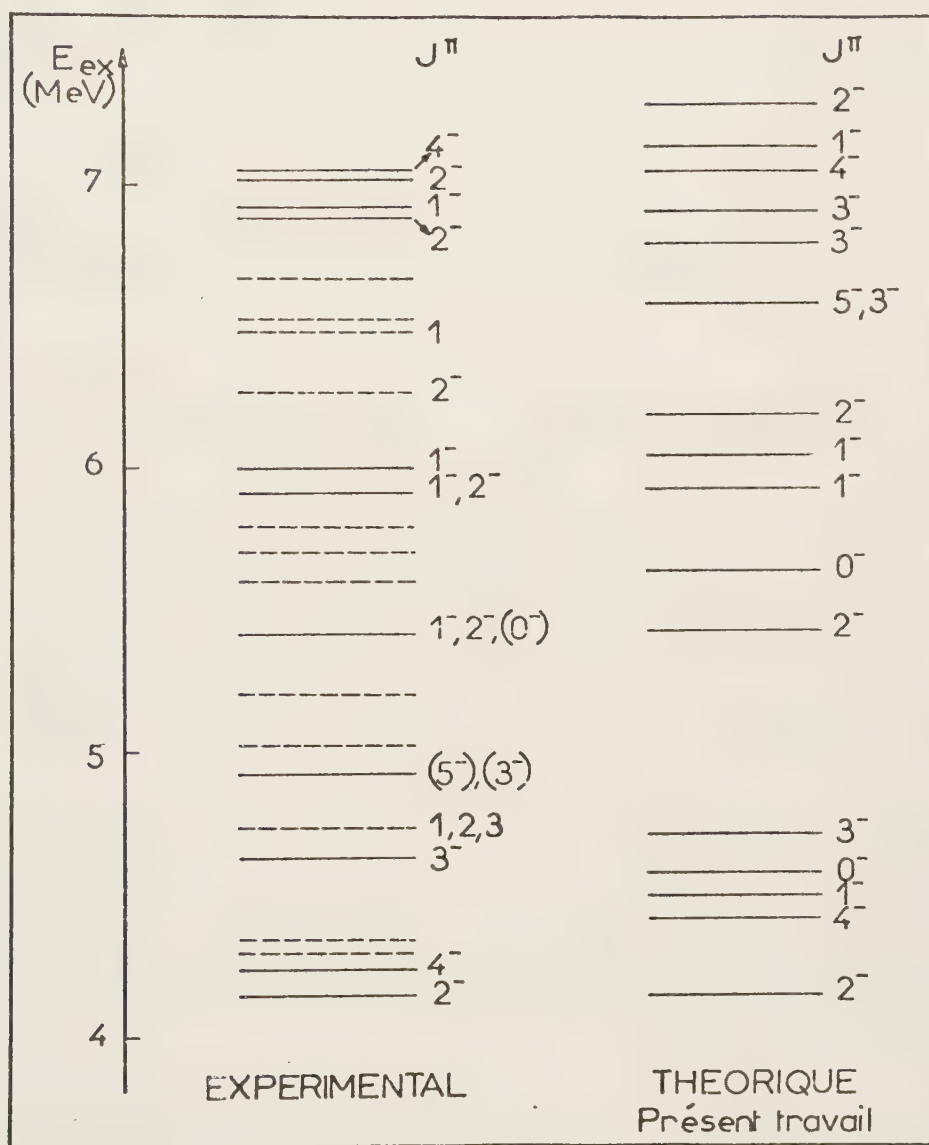


Fig. IV-6. — Niveaux de parité négative du ^{30}P : comparaison des résultats expérimentaux et théoriques. Les attributions J^π expérimentales sont celles de la réf. (HA 69 b) ou du présent travail (voir discussion paragraphe IV-3-2). Les niveaux faiblement peuplés dans la réaction $^{29}\text{Si}(d, n)^{30}\text{P}$ ou de spin et parité mal définis sont représentés en pointillés.

Tableau IV-7

Comparaison des facteurs spectroscopiques expérimentaux et théoriques pour quelques niveaux de parité négative du ^{30}P

E_x (MeV)	J^π	T	l_p	$S_p \text{ exp}$		$S_p \text{ exp}$		$S_p \text{ théo}$	
				(d,n) à 6 MeV		(d,n) à 8 MeV			
				$f\frac{7}{2}$	$p\frac{3}{2}$	$f\frac{7}{2}$	$p\frac{3}{2}$	$f\frac{7}{2}$	$p\frac{3}{2}$
4.14	2^-	0	1		0.12		0.10		0.12
4.23	4^-	0	3			0.43		0.72	
4.62	3^-	0	3	0.30		0.32		0.72	
5.41	(2^-)	0	1		0.04		0.05		0.06

En ce qui concerne les facteurs spectroscopiques, le modèle décrit, de façon remarquable, les niveaux à 4.14 et 5.41 MeV. Pour le niveau à 4.23 MeV, les études effectuées par réactions (d,n) et (α ,d) (HE 74) donnent des résultats différents ; la valeur théorique $S_p = 0.72$ est en meilleur accord avec la valeur expérimentale $S_p = 0.60$ obtenue au moyen de la réaction (α ,d). Le facteur spectroscopique calculé correspondant au niveau de 4.62 MeV est supérieur à celui déduit de l'expérience. La prépondérance de la configuration $(d\frac{5}{2})^{12} (d\frac{3}{2})^1 (f\frac{7}{2})^1$ rend ce niveau plus sensible aux éléments de matrice à deux corps et peut expliquer le désaccord observé.

Un calcul complémentaire a été effectué en utilisant le même jeu de paramètres (tableau IV-5) et en introduisant l'état $(d\frac{5}{2})^{10}_{J=1, T=0}$. L'extension de la base ainsi obtenue modifie peu l'énergie des niveaux (300 keV au maximum) et n'affecte pas les facteurs spectroscopiques. Une telle stabilité permet de penser que la base initiale est suffisamment grande pour décrire les premiers niveaux de parité négative.

La troncature obtenue en se limitant à l'état $(d\frac{5}{2})^{10}_{J=0, T=1}$ parmi les états $(d\frac{5}{2})^{10}$ semble, a priori, moins justifiée pour les niveaux de parité positive. Un calcul de ce type a été effectué avec les paramètres du tableau IV-5. Les énergies et les facteurs spectroscopiques obtenus sont comparés aux résultats de Wildenthal et al. (WI 73b) dans le tableau IV-8. La comparaison montre que l'ordre des premiers niveaux (de parité positive) n'est pas toujours respecté ; par contre, les facteurs spectroscopiques sont relativement bien conservés.

Tableau IV-8

Energies d'excitation et facteurs spectroscopiques pour les premiers niveaux du ^{30}P :
comparaison des résultats de Wildenthal (WI 73 b) et de ceux du présent travail
obtenus en se limitant à l'état $(d\frac{5}{2})^{10}_{J=0, T=1}$ parmi les états $(d\frac{5}{2})^{10}$.

J^π	T	Wildenthal a)				Présent travail			
		E_x (MeV)	S_p			E_x (MeV)	S_p		
			$s\frac{1}{2}$	$d\frac{3}{2}$	$d\frac{5}{2}$		$s\frac{1}{2}$	$d\frac{3}{2}$	$d\frac{5}{2}$
1^+	0	0	1.22			0	1.47		
1^+	0	1.00	0.01	0.76		1.11	0.00	0.84	
0^+	1	1.08	1.23			0.73	1.40		
2^+	0	1.56		0.64	0.06	1.54		0.88	0.02
3^+	0	2.16			0.15	3.10			0.09
2^+	0	2.31		0.10	0.02	3.32		0.00	0.09
3^+	0	2.86			0.02	3.12			0.03
1^+	0	3.18	0.01	0.01		3.25	0.02	0.09	
3^+	0	3.30			0.03	4.37			0.02
1^+	0	3.36	0	0.07		4.88	0.02	0.00	
2^+	1	3.50		0.58	0.06	3.36		0.75	0.01

a) Réf. (WI 73 b)

IV-6 CONCLUSION

Ce chapitre rassemble les résultats obtenus lors d'une étude de la réaction $^{29}\text{Si}(d,n)^{30}\text{P}$ à $E_d = 6$ et 8 MeV. Aux énergies incidentes utilisées et pour la plupart des niveaux résiduels atteints, cette réaction obéit essentiellement à un mécanisme d'interaction directe comme le révèle l'examen des distributions angulaires de neutrons.

L'analyse de ces distributions, dans le cadre de la DWBA, permet de connaître le moment angulaire ℓ_p du proton transféré. Les valeurs $\ell_p = 0 + 2$ (3.73 MeV), $\ell_p = 1$ (5.41, 5.92 et 6.00 MeV) $\ell_p = 2$ (3.83, 5.50 et 6.09 MeV) ont été obtenues pour des niveaux peu connus jusqu'alors. Ces déterminations, jointes ou non à celles de précédents travaux effectués en (p,γ) principalement, nous autorisent à fixer la parité et limiter le nombre des valeurs possibles du spin de ces niveaux. En outre, une attribution d'isospin $T = 1$ est proposée pour le niveau à 5.50 MeV. En ce qui concerne tous les autres niveaux étudiés, les valeurs des moments angulaires orbitaux sont compatibles avec les attributions de spin et parité établies antérieurement.

Dans la mesure où il est possible d'établir une correspondance précise entre les schémas de niveaux expérimentaux et théoriques, les facteurs spectroscopiques déduits de cette expérience pour les états de parité positive sont en bon accord avec les prévisions du modèle de Wildenthal. Pour les premiers états de parité négative, les calculs de modèle en couches que nous avons effectués en collaboration avec B. Duchemin, reproduisent, de façon satisfaisante, le schéma de niveaux expérimental et rendent assez bien compte des facteurs spectroscopiques observés.

CHAPITRE V

ETUDE DES RÉACTIONS $^{30}\text{Si}(d,n)^{31}\text{P}$ et $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$ à $E_d = 7 \text{ MeV}$

V-1 INTRODUCTION

Lorsque nous avons commencé ce travail, les réactions de stripping (d,n) ou (τ,d) conduisant aux noyaux résiduels ^{31}P et ^{32}S avaient été étudiées par plusieurs auteurs.

Ainsi, la réaction $^{30}\text{Si}(d,n)^{31}\text{P}$ a déjà été utilisée, dès 1965, par Cujec et al. (CU 65) ou Davies et al. (DA 65) principalement pour localiser les deux premiers niveaux d'isospin $T = \frac{3}{2}$ du noyau ^{31}P . Au cours de ces études effectuées à des énergies de deutérons comprises entre 3 et 5 MeV, les valeurs des facteurs spectroscopiques n'ont pas été déterminées. Depuis, de nombreuses informations spectroscopiques, concernant une trentaine de niveaux d'énergie d'excitation inférieure à 7 MeV, ont été obtenues au moyen de la réaction (τ,d) par Betigeri et al. (BE 66), Moss (MO 69), Morrison (MO 70), Lutz et al. (LU 70) et surtout par Wolff et Leighton (WO 70).

De même, le noyau ^{32}S a fait l'objet de plusieurs investigations expérimentales par l'intermédiaire des réactions de stripping. Les tout premiers niveaux ont été, en particulier, observés à l'aide de la réaction $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$ dans divers laboratoires (EN 67). Pour huit niveaux (dont deux d'isospin $T = 1$), des valeurs de moment angulaire orbital ℓ_p et de facteurs spectroscopiques relatifs ont été proposées par Ferguson et al. (FE 68) dans une autre étude de la même réaction effectuée à $E_d = 4,9 \text{ MeV}$. En outre, des expériences plus complètes, réalisées en réaction (τ,d) par Hinds et Middleton (HI 60), Morrison (MO 70), Graue et al. (GR 68), Kalifa et al. (KA 73) ont permis, d'une part, de fixer la parité et limiter le spin d'une vingtaine de niveaux et, d'autre part, d'obtenir des facteurs spectroscopiques absolus.

Dans le cadre de recherches destinées à approfondir nos connaissances sur la région intermédiaire de la couche $\pi-d$, nous avons jugé intéressant de reprendre l'étude des réactions $^{30}\text{Si}(d,n)^{31}\text{P}$

et $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$, effectuée, jusqu'alors, de manière trop succincte. Ces expériences, réalisées à $E_d = 7 \text{ MeV}$, ont surtout été entreprises dans le but d'établir une comparaison entre nos facteurs spectroscopiques et ceux déterminés en réaction (τ, d) pour les états isobariques analogues principalement.

En effet, comme l'ont montré Siemssen et al. (SI 66), il semble qu'il existe parfois des anomalies pour des transitions vers des niveaux d'isospin $T_>$ appartenant à certains noyaux, les facteurs spectroscopiques extraits en réaction (d, n) apparaissant alors plus petits qu'en réaction (τ, d) . Le fait que nous ayons observé des différences non négligeables pour les deux premiers niveaux $T = \frac{3}{2}$ du noyau ^{27}Al (se reporter au Chapitre III) nous amène tout naturellement à étendre la comparaison entre ces deux réactions de transfert d'un proton.

Par ailleurs, l'étude des réactions $^{30}\text{Si}(d,n)^{31}\text{P}$ et $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$ peut nous permettre également de comparer nos données expérimentales aux prévisions théoriques fournies par certains modèles nucléaires applicables aux noyaux ^{31}P et ^{32}S .

V-2 ETUDE DE LA RÉACTION $^{30}\text{Si}(d,n)^{31}\text{P}$

V-2-1 DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

Un spectre de temps de vol des neutrons produits par la réaction $^{30}\text{Si}(d,n)^{31}\text{P}$ effectuée à l'énergie incidente de 7 MeV est présenté sur la figure V-1. Il permet de mettre en évidence une quarantaine de niveaux du noyau ^{31}P d'énergie d'excitation inférieure à 9 MeV.

Compte tenu de la statistique parfois insuffisante (en raison de la faible épaisseur des cibles de SiO_2 (Chapitre I, paragraphe I-1-7)), nous n'étudierons ici que les niveaux fortement peuplés. Les distributions angulaires expérimentales ($0^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$) et théoriques, obtenues pour une quinzaine de niveaux sont regroupées sur les figs. V-2 et V-3.

a) Transitions $\ell_p = 0$

Dans ce travail, quatre transitions $\ell_p = 0$ ont été observées, la première vers le fondamental, les autres vers les niveaux à 3.13, 5.25 et 7.14 MeV. Les seules valeurs possibles de spin et parité compatibles avec les règles de sélection ($J^\pi = \frac{1}{2}^+$) sont en accord avec les caractéristiques spectroscopiques adoptées antérieurement (WO 70 — EN 73). En outre, il convient de mentionner que le niveau à 7.14 MeV est l'état analogue du premier niveau excité de ^{31}Si .

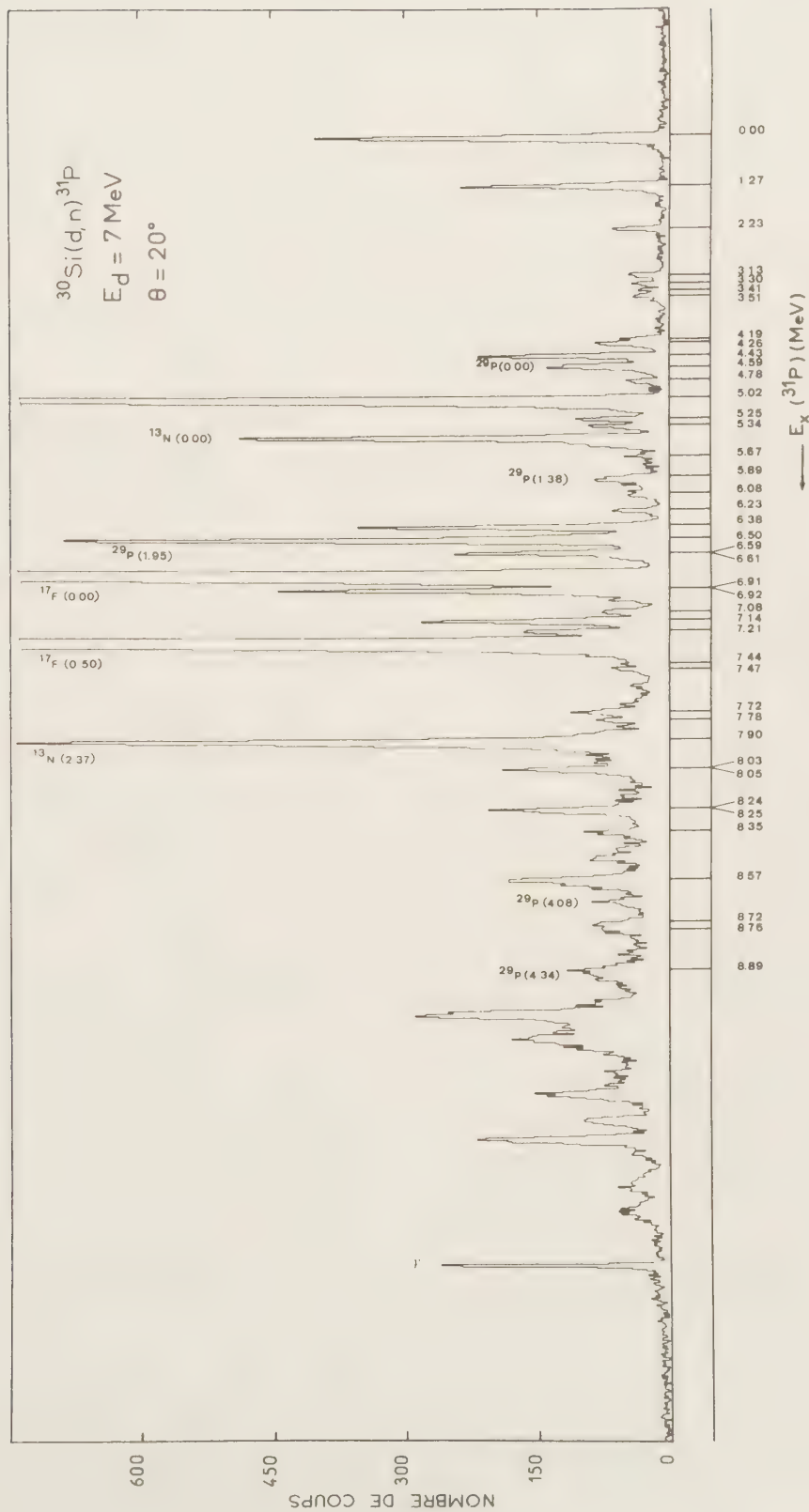


Fig. V-1.- Spectre de temps de vol des neutrons émis au cours de la réaction $^{30}\text{Si}(d,n)^{31}\text{P}$
 à une énergie incidente de 7 MeV et à l'angle $\theta_{\text{lab.}} = 20^\circ$.

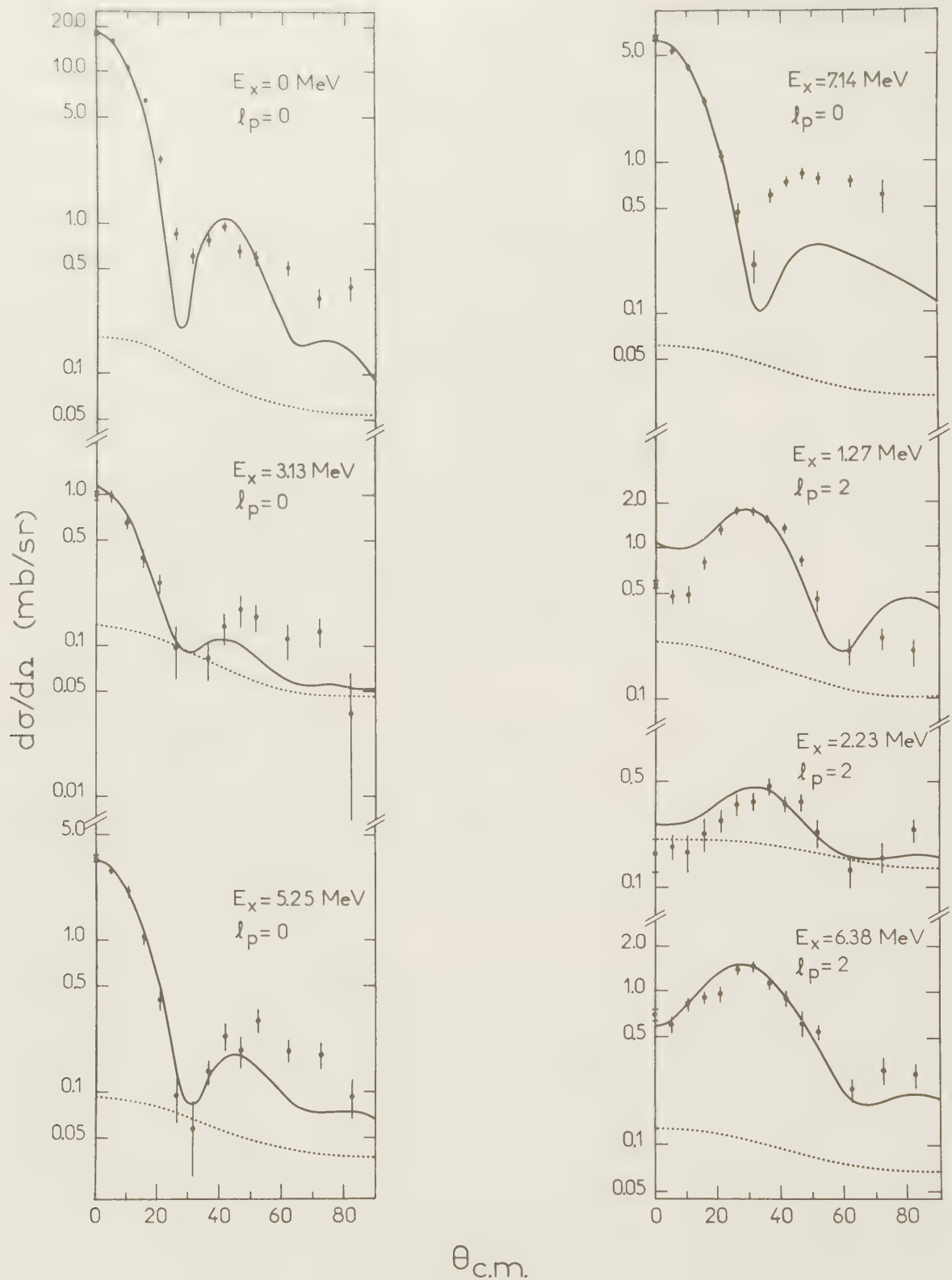


Fig. V-2.— Distributions angulaires des neutrons issus de la réaction $^{30}\text{Si}(d,n)^{31}\text{P}$ effectuée à 7 MeV correspondant à un transfert $l_p=0$ ou $l_p=2$. Les barres d'erreur tiennent compte uniquement des erreurs statistiques. Les courbes en pointillés représentent la contribution du noyau composé calculée à partir de la théorie Hauser-Feshbach (HF). Les courbes en traits pleins correspondent à l'addition incohérente des résultats des calculs DWBA et HF.

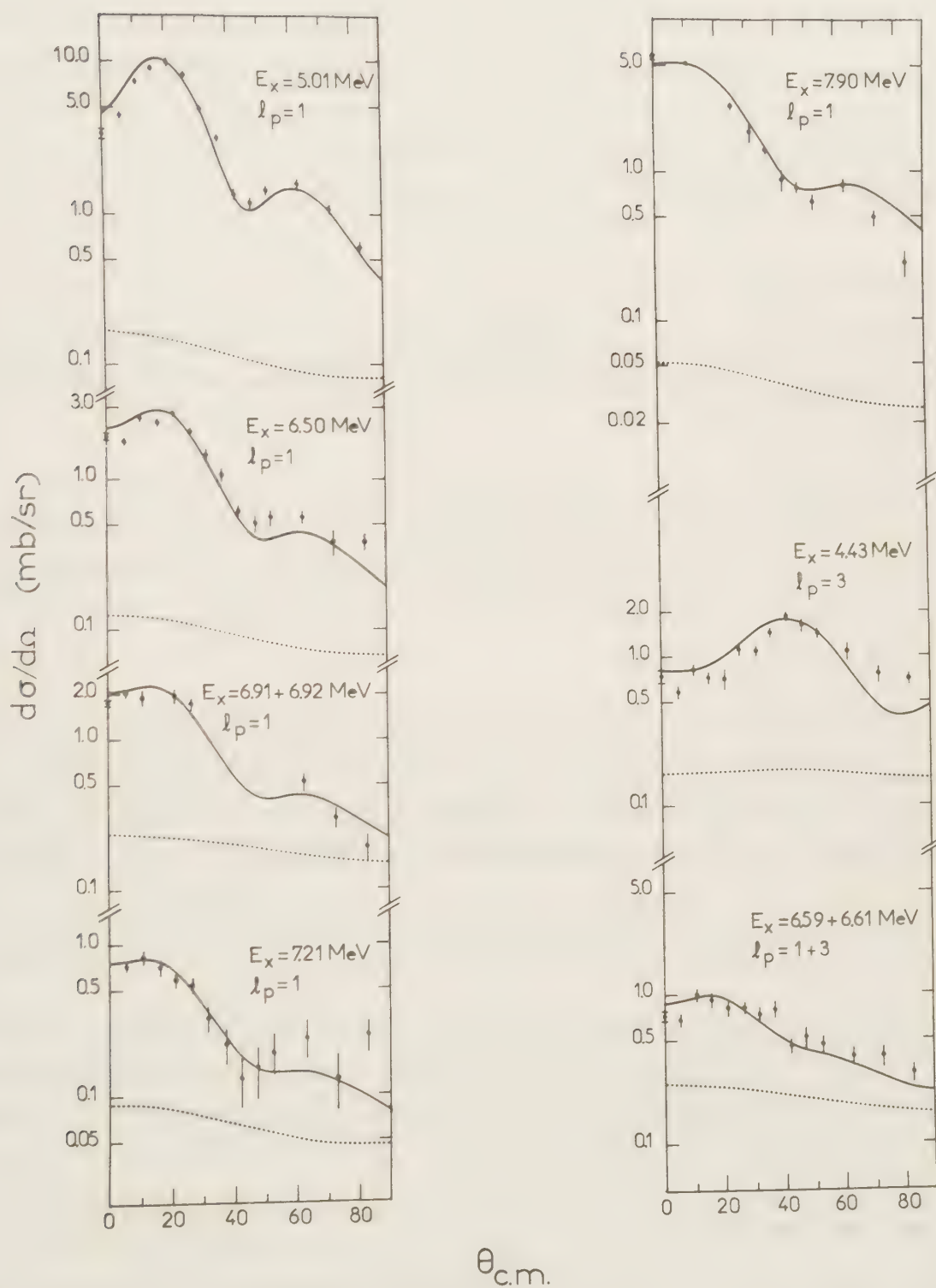


Fig. V-3. — Distributions angulaires des neutrons issus de la réaction $^{30}\text{Si}(d,n)^{31}\text{P}$ effectuée à 7 MeV correspondant à un transfert $l_p = 1$ ou $l_p = 3$. Par ailleurs, voir légende fig. V-2.

Comme le montre la fig. V-2, les distributions angulaires expérimentales sont très bien reproduites vers l'avant par les courbes théoriques $\ell_p = 0$. Par contre, pour des angles supérieurs à 30° , l'accord entre les points expérimentaux et les distributions angulaires calculées est parfois nettement moins bon. Ce phénomène est à rapprocher de celui que nous avons observé dans l'étude de la réaction $^{26}\text{Mg}(d,n)^{27}\text{Al}$. Il est à nouveau probable que le désaccord plus ou moins net entre les formes des distributions mesurées et calculées ait pour origine la déformation du noyau cible (pour $^{30}\text{Si}, \beta \simeq 0,30$ (HO 74)).

b) Transitions $\ell_p = 2$

Les distributions angulaires associées aux niveaux à 1.27 ($J^\pi = \frac{3}{2}^+$), 2.23 ($J^\pi = \frac{5}{2}^+$) et 6.38 ($J^\pi = \frac{3}{2}^+$) MeV correspondent bien à des transitions $\ell_p = 2$. Par ailleurs, le niveau à 6.38 MeV est le premier état $T = \frac{3}{2}$ de ^{31}P .

Aux petits angles ($0^\circ \leq \theta \leq 20^\circ$) (fig. V-2), on constate que la courbe théorique (DWBA + HF) est, dans deux cas, au-dessus des points expérimentaux. Pour le niveau à 2.23 MeV principalement, un phénomène analogue a été observé, en réaction (τ, d), par Wolff et Leighton (WO 70).

c) Transitions $\ell_p = 1$ et $\ell_p = 3$

La fig. V-3 présente quelques distributions angulaires caractéristiques d'un transfert $\ell_p = 1$. Les courbes théoriques ajustent les points expérimentaux d'une façon très satisfaisante. Les caractéristiques $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ ou $\frac{3}{2}^-$ que nous pouvons déduire des règles de sélection sont compatibles avec les attributions antérieures pour les niveaux à 5.01, 6.50, 6.91, 7.21 et 7.90 MeV.

Le niveau à 4.43 MeV ($J^\pi = \frac{7}{2}^-$) est le premier niveau de parité négative du noyau ^{31}P . La distribution angulaire correspondante est convenablement ajustée par une courbe DWBA $\ell_p = 3$.

Si les deux niveaux à 6.59 MeV ($J^\pi = \frac{5}{2}^-$) et 6.61 MeV ($J^\pi = \frac{3}{2}^-$) n'ont pu être résolus expérimentalement, il a été néanmoins possible de reproduire la forme de la distribution angulaire associée à ces deux niveaux (fig. V-3) par un mélange de moment transféré $\ell_p = 1 + 3$ compatible avec les valeurs de spin et parité.

d) Autres transitions

De nombreuses autres distributions angulaires, non présentées dans ce mémoire, ont été mesurées. La plupart d'entre elles sont pratiquement isotropes, les sections efficaces différentielles restant inférieures à $200 \mu\text{b/sr}$. Pour quelques distributions plus structurées, en particulier celles correspondant aux niveaux à 8.03+8.05 MeV, 8.24+8.25 MeV et 8.57 MeV (fig. V-1), il est très

difficile de faire un choix entre plusieurs valeurs possibles du moment angulaire transféré.

V-2-2 FACTEURS SPECTROSCOPIQUES ET INTENSITÉS DE TRANSITION

Les intensités spectroscopiques extraites au cours de l'analyse de la réaction $^{30}\text{Si}(d,n)^{31}\text{P}$ sont réunies dans le tableau V-1. Dans celui-ci, nous avons également regroupé les intensités de transition déterminées en réaction (C,d) par Wolff et Leighton (WO 70), Morrison (MO 70) et enfin Lutz et al. (LU 70).

Il apparaît que nos résultats sont dans l'ensemble très voisins de ceux obtenus par Wolff et Leighton. Les seuls désaccords importants, parmi les niveaux fortement excités, sont observés pour les deux premiers états $T = \frac{3}{2}$ de ^{31}P .

Les intensités de transition proposées par Morrison ou par Lutz et al. divergent souvent fortement de celles déterminées lors de notre travail ou dans l'étude effectuée par Wolff et Leighton avec une très bonne résolution. Il en est ainsi, par exemple, des niveaux à 1.27 MeV (MO 70), 2.23 MeV (MO 70 - LU 70), 4.43 MeV (LU 70), 6.38 MeV (MO 70 - LU 70) et 7.14 MeV (LU 70).

En ce qui concerne les deux premiers niveaux d'isospin $T = \frac{3}{2}$ [$E_x = 6.38 \text{ MeV}$ ($J^\pi = \frac{3}{2}^+$) ; $E_x = 7.14 \text{ MeV}$ ($J^\pi = \frac{1}{2}^+$)], les facteurs spectroscopiques extraits de notre étude ($S_p = 0.37$; $S_p = 0.11$) sont très nettement inférieurs aux facteurs spectroscopiques ($S_n = 0.87$; $S_n = 0.27$) obtenus au moyen de la réaction $^{30}\text{Si}(d,p)^{31}\text{Si}$ par Wildenthal et Glaudemans (WI 68). Par contre, les valeurs proposées par Wolff et Leighton ($S_p = 0.53$; $S_p = 0.24$) sont en meilleur accord avec celles de Wildenthal et Glaudemans, tout au moins pour le niveau à 7.14 MeV.

Enfin, compte tenu du fait que seulement une quinzaine de distributions angulaires ont été analysées en DWBA, il est clair que les intensités totales de transition n'ont pu être observées expérimentalement. A titre indicatif, nous pouvons mentionner que la somme des intensités de transition correspondant au transfert $\ell_p = 0$ donne $G_{s\frac{1}{2}} = 1.18$; la valeur théorique est égale à 2 si l'on admet que, pour le noyau cible ^{30}Si , la couche $1d\frac{5}{2}$ est remplie en protons et neutrons, la couche $2s\frac{1}{2}$ remplie en neutrons. En ce qui concerne les transferts $1d\frac{3}{2}$, nous obtenons expérimentalement $G_{d\frac{3}{2}} = 2.73$, valeur également inférieure à celle prévue par la règle de somme $G_{d\frac{3}{2}} = 4$.

Tableau V-1

Comparaison des intensités de transition expérimentales pour les réactions de transfert d'un proton sur ^{30}Si

E_x (MeV)	J^π ;	T	ℓ_p	$n\ell_i$ DWBA	$G = (2J_f + 1) C^2 S_p$			
					(d,n) ^{b)} 7 MeV	(α ,d) ^{c)} 12 MeV	(α ,d) ^{d)} 15 MeV	(α ,d) ^{e)} 17,85 MeV
0	$\frac{1}{2}^+$		0	$2s\frac{1}{2}$	1.05	0.93	0.88	0.97
1.27	$\frac{3}{2}^+$		2	$1d\frac{3}{2}$	2.24	1.93	3.20	2.6
2.23	$\frac{5}{2}^+$		2	$1d\frac{5}{2}$	0.22	0.27	0.48	0.49
3.13	$\frac{1}{2}^+$		0	$2s\frac{1}{2}$	0.02	0.04	0.06	0.06
4.43	$\frac{7}{2}^-$		3	$1f\frac{7}{2}$	2.09	2.07	2.29	2.9
5.01	$(\frac{3}{2})^-$		1	$2p\frac{3}{2}$	0.61	0.74	0.83	0.96
5.25	$\frac{1}{2}^+$		0	$2s\frac{1}{2}$	0.04	0.06	0.13	0.10
6.38	$\frac{3}{2}^+$;	$\frac{3}{2}$	2	$1d\frac{3}{2}$	0.49	0.70	0.27	1.0
6.50	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$		1	$2p\frac{3}{2}$	0.12	0.19		0.29
6.59	$\frac{5}{2}^-$		3	$1f\frac{5}{2}$	0.21	0.15		
6.61	$\frac{3}{2}^-$		1	$2p\frac{3}{2}$	0.03	0.06	0.05	0.15
6.91	$\frac{3}{2}^-$		1	$2p\frac{3}{2}$	0.08	0.09		
7.14	$\frac{1}{2}^+$;	$\frac{3}{2}$	0	$2s\frac{1}{2}$	0.07	0.16		0.68
7.21	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$		1	$2p\frac{3}{2}$	0.03	0.04		
7.90	$\frac{1}{2}^-$		1	$2p\frac{1}{2}$	(0.29)			

a) Réf. (EN 73)

b) Présent travail

c) Réf. (WO 70)

d) Réf. (MO 70)

e) Réf. (LU 70)

V-2-3 COMPARAISON DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX AVEC LES MODELES

Plusieurs études théoriques ont été entreprises pour expliquer les propriétés du noyau ^{31}P . Ainsi, le schéma des niveaux à parité positive a été établi dans le cadre du modèle en couches par Glaudemans et al. (GL 64), Wildenthal et al. (WI 71) et tout récemment par Cole et al. (CO 75). Des approches différentes de ce noyau ont été tentées, soit à l'aide du modèle de Nilsson par Bishop et al. (BI 65), puis Ramavataram (RA 66), soit à l'aide d'un modèle à couplage intermédiaire par Castel et al. (CA 70). Dans la plupart de ces travaux, il est possible d'établir une correspondance assez précise entre les schémas de niveaux expérimentaux et théoriques jusqu'à 4 et même 5 MeV (WI 71) d'énergie d'excitation (voir, par exemple, fig. V-4). Mais certains articles (BI 65 — CA 70 — CO 75) ne fournissent aucune estimation des facteurs spectroscopiques. Nous avons donc limité notre discussion à une étude comparative des résultats expérimentaux obtenus en réaction de stripping avec les résultats théoriques indiqués dans les autres publications.

Les facteurs spectroscopiques ont été déterminés, dans le cadre du modèle en couches, par Glaudemans, puis par Wildenthal. Les hypothèses de calcul faites par ces auteurs sont les mêmes que celles mentionnées dans le précédent chapitre. Des détails complémentaires peuvent être trouvés dans l'appendice B. Rappelons simplement ici que les facteurs spectroscopiques publiés par Glaudemans et al. sont calculés en supposant le cœur de ^{28}Si inerte, ce qui limite l'espace de configurations aux sous-couches $2s_{\frac{1}{2}}$ et $1d_{\frac{3}{2}}$. Ceux proposés par Wildenthal et al. sont obtenus en élargissant l'espace précédent jusqu'à deux trous dans la couche $1d_{\frac{5}{2}}$ et en prenant deux formes d'interaction résiduelle différentes (MSDI ou FPSDI).

Les résultats sont reproduits et comparés à nos valeurs expérimentales dans le tableau V-2 et la fig. V-4. Ce tableau appelle les remarques suivantes :

- si l'on considère les niveaux d'isospin $T = \frac{1}{2}$, la comparaison entre les facteurs spectroscopiques expérimentaux et théoriques est très satisfaisante. Toutefois, les quantités S_p calculées pour le niveau à 3.51 MeV sont supérieures à la valeur expérimentale ;
- l'écart observé entre les quantités S_p pour le premier état isobarique analogue ($E_x = 6.38$ MeV) est à rapprocher de ceux mentionnés dans le Chapitre III pour les deux premiers états $T = \frac{3}{2}$ du noyau ^{27}Al ;
- l'accord entre les facteurs spectroscopiques déterminés théoriquement par Glaudemans et par Wildenthal est, dans l'ensemble, très raisonnable. Ceci nous amène à penser que la base choisie par Glaudemans est sans doute suffisamment grande pour décrire correctement les tout premiers niveaux des noyaux de masse $A \geq 31$, contrairement à ce que l'on observe dans le cas du ^{30}P .

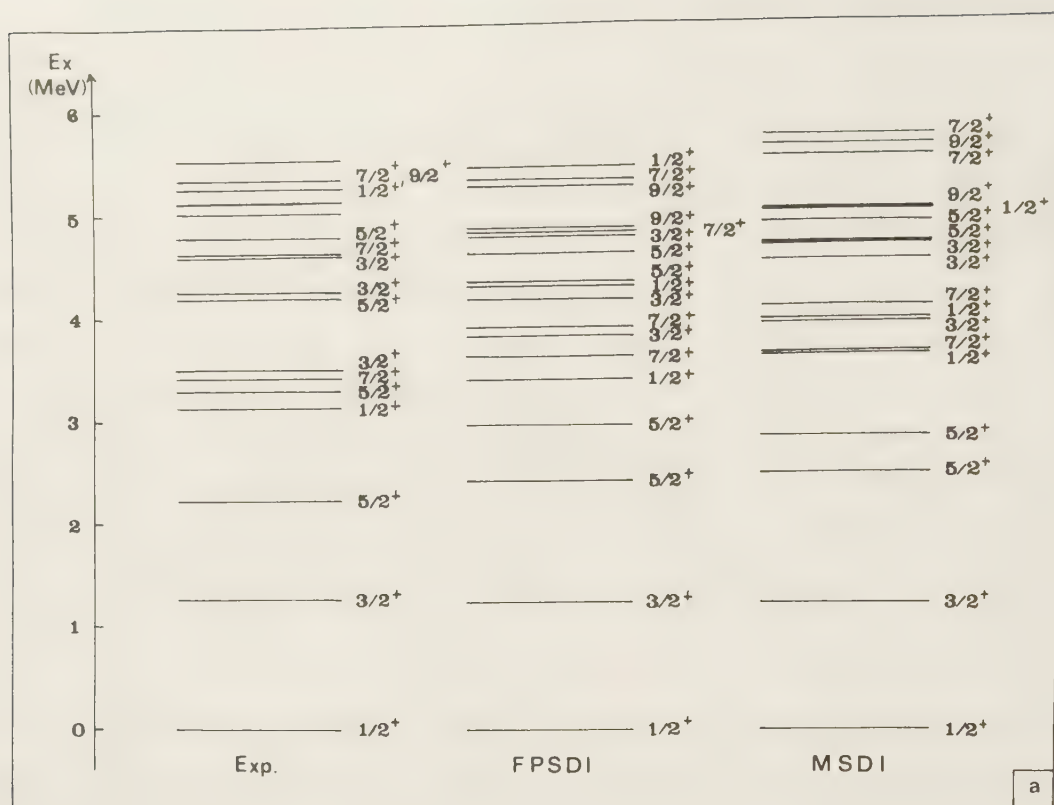


Fig. V-4a. - Schéma des premiers niveaux du noyau ^{31}P : comparaison des résultats expérimentaux et théoriques. Les attributions J^π expérimentales sont celles de la réf. (EN 73), les attributions théoriques celles de la réf. (WI 71).

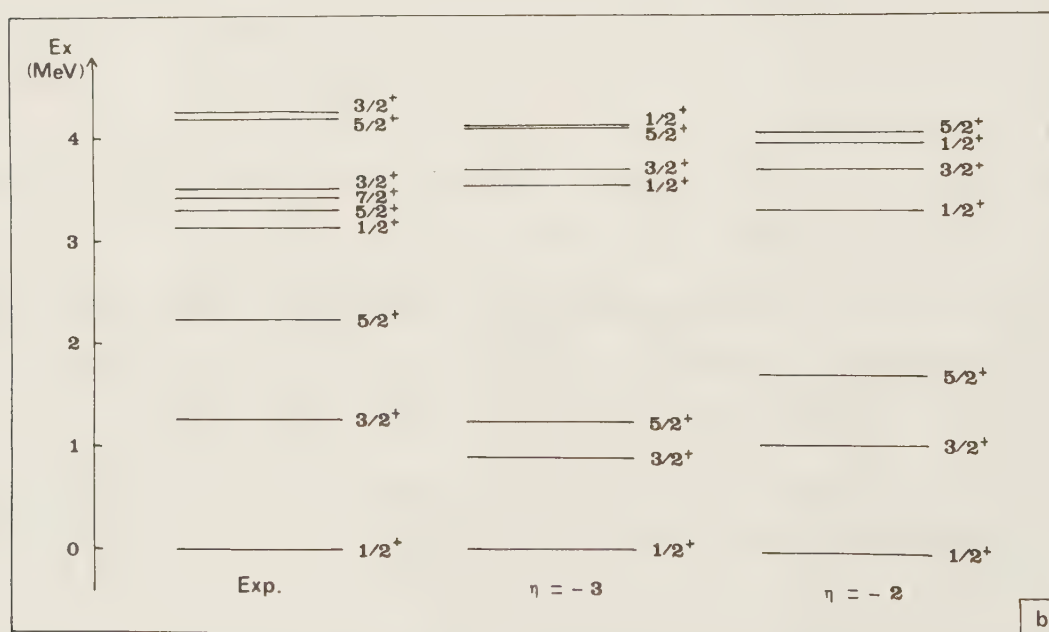


Fig. V-4b. - Schéma des premiers niveaux du noyau ^{31}P : comparaison des résultats expérimentaux et théoriques. Les attributions J^π expérimentales sont celles de la réf. (EN 73), les attributions théoriques celles de la réf. (RA 66).

Tableau V-2

Comparaison entre les résultats expérimentaux et les prévisions fournies par le modèle en couches pour la réaction $^{30}\text{Si}(d, n)^{31}\text{P}$

Ex (MeV)	J^π	T	ℓ_p	S_p exp (d, n) à 7 MeV	Glaudemans et al.	S_p théo	
						Wildenthal et al.	
						FPSDI	MSDI
0	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	0	0.79	1.30	1.09	0.97
1.27	$\frac{3}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	2	0.84	0.81	0.76	0.78
2.23	$\frac{5}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	2	0.06	0.00	0.04	0.06
3.13	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	0	0.02	0.05	0.04	0.08
3.30	$\frac{5}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	(2)	faible ^{a)}		0.00	0.00
3.51	$\frac{3}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	(2)	faible ^{a)}		0.18	0.12
4.19	$\frac{5}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	(2)	faible ^{b)}		0.00	0.01
4.26	$\frac{3}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	(2)	faible ^{a)}		0.00	0.00
4.59	$\frac{3}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	(2)	faible ^{b)}		0.01	0.06
4.78	$\frac{5}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	(2)	faible ^{a)}		0.00	0.00
5.25	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	0	0.03		0.01	0.01
6.38	$\frac{3}{2}^+$	$\frac{3}{2}$	2	0.37	0.83	0.72	0.71
7.14	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{3}{2}$	0	0.11	0.27	0.14	0.19

a) En réaction ($\mathcal{T}$, d) (réf. WO 70) $S_p < 0.01$

b) En réaction ($\mathcal{T}$, d) (réf. WO 70) $S_p = 0.03$

Par ailleurs, des facteurs spectroscopiques relatifs ont été déterminés par Ramavataram (RA 66) à l'aide du modèle de Nilsson. Les calculs ont été effectués en couplant les trois nucléons situés à l'extérieur d'un cœur fermé de ^{28}Si . Les quantités S_p , obtenues pour les valeurs du paramètre de déformation η égales à -2 et -3 , sont comparées dans le tableau V-3 à nos valeurs expérimentales.

L'examen de ce tableau montre que la description du noyau ^{31}P dans le cadre d'un modèle rotationnel est assez satisfaisante. Il faut cependant souligner les désaccords importants appa-

raissant pour les niveaux à 1.27 et 3.51 MeV. A ce sujet, rappelons que ce dernier niveau n'est pas non plus correctement décrit par le modèle en couches.

Tableau V-3

Comparaison entre les résultats expérimentaux et les prévisions fournies par le modèle de Nilsson (RA 66) pour la réaction $^{30}\text{Si}(d,n)^{31}\text{P}$.

E_x (MeV)	J^π	S_p exp (d,n) à 7 MeV	S_p théo $\eta = -3$	S_p théo $\eta = -2$
0	$\frac{1}{2}^+$	1.0	1.0	1.0
1.27	$\frac{3}{2}^+$	1.06	0.67	0.50
2.23	$\frac{5}{2}^+$	0.07	0.15	0.05
3.13	$\frac{1}{2}^+$	0.02	0.01	0.01
3.30	$\frac{5}{2}^+$	faible ^{a)}	0.02	0.005
3.41	$\frac{7}{2}^+$	faible ^{a)}	0	0
3.51	$\frac{3}{2}^+$	faible ^{a)}	0.39	0.28
5.25	$\frac{1}{2}^+$	0.04	0.02	0.07

a) En réaction (τ, d) (réf. WO 70) $S_p \leq 0.01$

V-3 ETUDE DE LA RÉACTION $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$

V-3-1 DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

Sur la fig. V-5 est représenté un spectre de temps de vol des neutrons émis dans la réaction $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$ effectuée à $E_d = 7$ MeV. Ce spectre a été obtenu pour un angle de 15° . De très nombreux niveaux du noyau résiduel ^{32}S (une cinquantaine environ) peuvent être identifiés dans une zone d'énergie comprise entre 0 et 11 MeV. Les niveaux dont l'énergie d'excitation est inférieure ou égale à 8.13 MeV, au nombre de 27, sont tous séparés expérimentalement. Ceux situés à plus haute énergie sont observés, pour la première fois, au cours d'une étude de la réaction $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$.

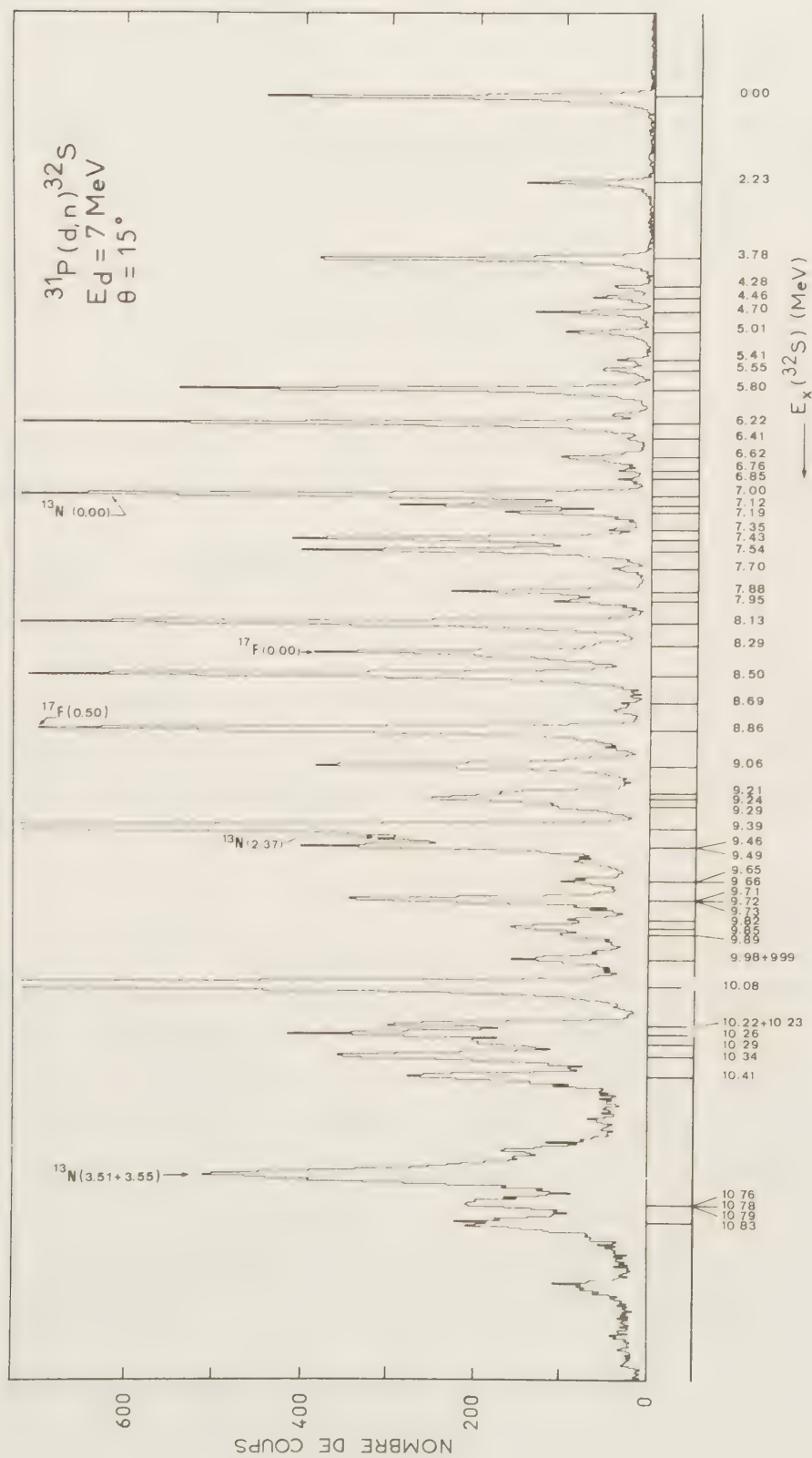


Fig. V-5.- Spectre de temps de vol des neutrons émis au cours de la réaction $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$ à une énergie incidente de 7 MeV et à l'angle $\theta_{\text{lab}} = 15^\circ$.

Les distributions angulaires associées à ces niveaux, mesurées entre 0° et 100° , sont représentées sur les figs. V-6 à V-9 avec les courbes théoriques (DWBA + HF) correspondantes.

a) Transitions $\ell_p = 0$ et $\ell_p = 0+2$

La fig. V-6 regroupe les distributions angulaires de neutrons convenablement reproduites, soit par un moment de transfert nul, soit par un mélange de moment transféré $\ell_p = 0+2$.

Pour les transitions $\ell_p = 0$, on peut remarquer à nouveau que l'accord entre l'expérience et la théorie n'est véritablement bon que pour les angles compris entre 0° et 40° .

Le niveau fondamental ($J^\pi = 0^+$; $T = 0$) et les niveaux à 3.78 ($J^\pi = 0^+$; $T = 0$), 7.19 ($J^\pi = 1^+$; $T = 0$), 7.54 ($J^\pi = 0^+$; $T = 1$) et 8.13 ($J^\pi = 1^+$; $T = 1$) MeV ont été analysés de manière similaire en réaction (d, n) par Ferguson et al. (FE 68) et en réaction (τ , d) par Graue et al. (GR 68).

Par contre, une valeur précise du moment de transfert n'a pu être proposée par ces auteurs pour les niveaux à 9.21 et 9.29 MeV. Il semble bien, comme le montre la figure V-6, que ces niveaux soient alimentés par des transitions $\ell_p = 0+2$. Ce résultat conduit à l'attribution de caractéristiques $J^\pi = 1^+$ compatibles avec les données spectroscopiques antérieures ($J^\pi = 1^+$ pour $E_x = 9.21$ MeV et $J = 1$ pour $E_x = 9.29$ MeV) (EN 73 — VE 73). La parité positive que nous mettons en évidence pour le second niveau constitue toutefois une information nouvelle.

b) Transitions $\ell_p = 1$

Quatorze distributions angulaires de neutrons, reproduites sur la fig. V-7, ont été ajustées par une courbe théorique DWBA $\ell_p = 1$. Il s'agit des transitions vers les niveaux à 5.80 ($J^\pi = 1^-$), 6.22 ($J^\pi = 2^-$), 7.43 ($J^\pi = 0^- - 2^-$), 7.88 ($J^\pi = 0^- - 2^-$), 8.50 ($J^\pi = 0^- - 2^-$), 9.06 ($J^\pi = 0^- - 2^-$), 9.24 ($J^\pi = 1^-$), 9.39 ($J^\pi = 2^-$), 9.49 ($J^\pi = 1^-$), 9.73 ($J^\pi = 1^-$, 2^+), 9.85 ($J^\pi = 1^-$), 10.08 ($J^\pi = 2^-$; $T = 1$), 10.34 ($J^\pi = 1^-$) et 10.41 ($J = 0$) MeV. Les caractéristiques spectroscopiques attribuées à chacun de ces niveaux proviennent de la récente compilation effectuée par Endt et Van der Leun (EN 73).

Les limites $J^\pi = 0^- - 2^-$ fournies par les règles de sélection sont donc en bon accord avec les propositions antérieures. Ces résultats suscitent cependant les observations suivantes :

— les six niveaux d'énergie d'excitation supérieure à 9.40 MeV n'ont pas été étudiés dans les autres réactions de transfert d'un proton conduisant au ^{32}S ;

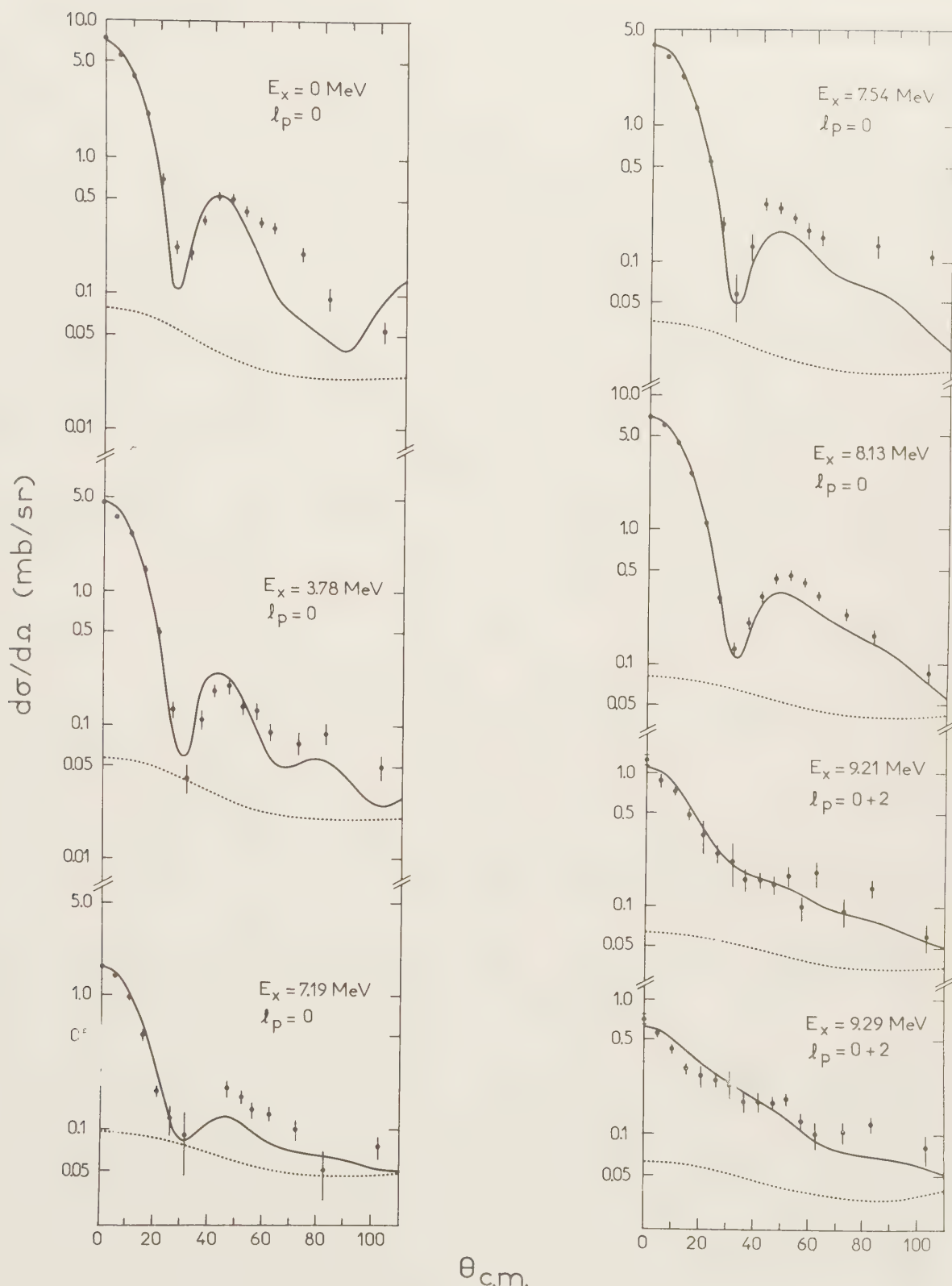


Fig. V-6.— Distributions angulaires des neutrons issus de la réaction $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$ effectuée à 7 MeV correspondant à un transfert $l_p = 0$ ou $l_p = 0 + 2$. Les courbes en pointillés représentent la contribution du noyau composé calculée à partir de la théorie de Hauser-Feshbach (HF). Les courbes en traits pleins correspondent à l'addition incohérente des résultats des calculs DWBA et HF.

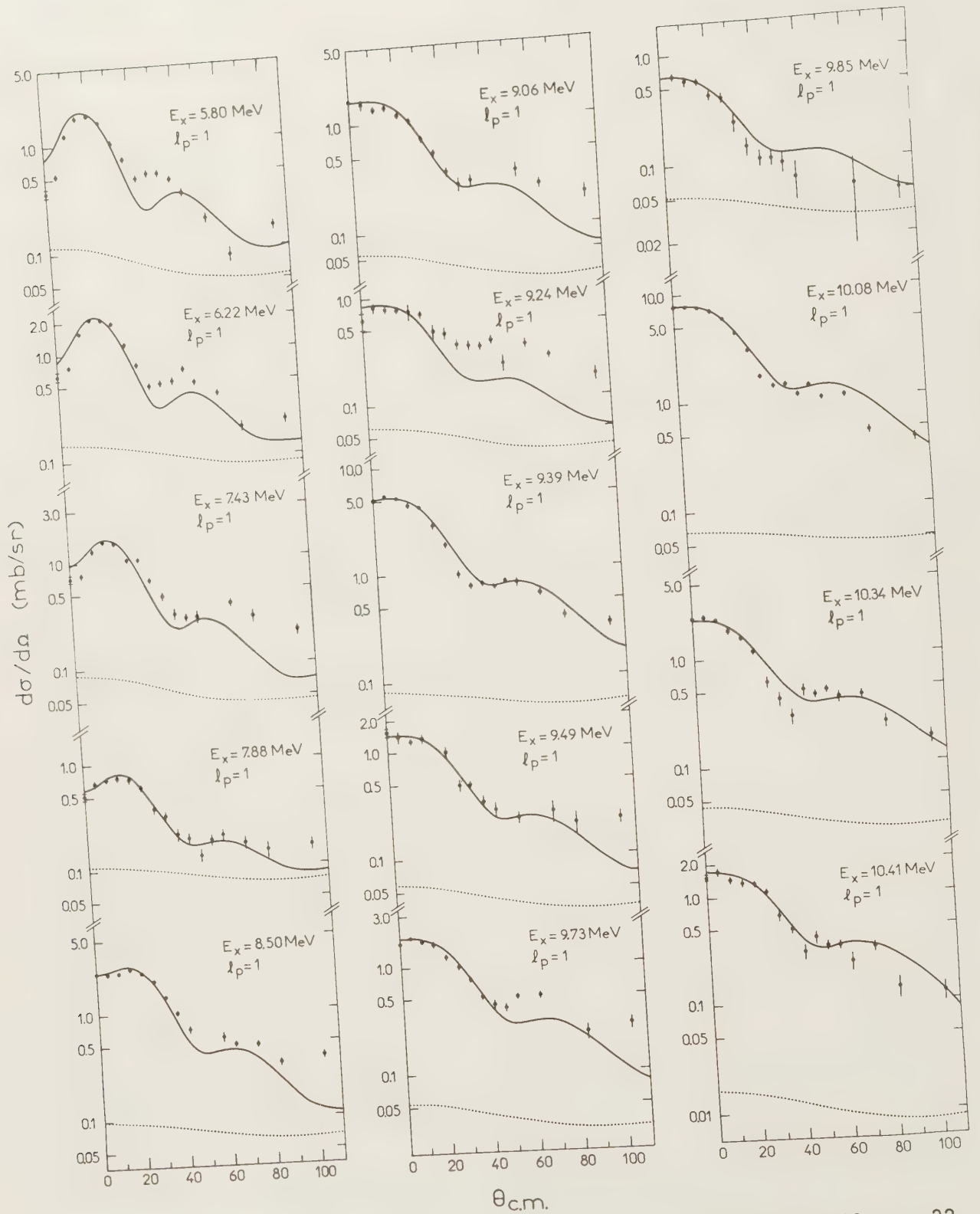


Fig. V-7.- Distributions angulaires des neutrons issus de la réaction $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$ effectuée à 7 MeV correspondant à un transfert $\ell_p = 1$. Par ailleurs, voir légende fig. V-6.

- les distributions angulaires sont, dans l'ensemble, parfaitement ajustées par les calculs DWBA + HF à l'exception des niveaux à 5.80, 6.22, 7.43 MeV et surtout du niveau à 9.24 MeV ;
- si, pour le niveau à 9.24 MeV, ce désaccord entre les formes expérimentales et calculées est sans doute dû à une extraction difficile provoquée par la présence de niveaux très rapprochés, il ne peut en être de même pour les trois autres niveaux précités ;
- en ce qui concerne ces niveaux à 5.80, 6.22 et 7.43 MeV, l'ajustement entre les données expérimentales et les courbes théoriques n'a pu être amélioré, même en utilisant des jeux de potentiels optiques différents de celui retenu dans toute notre étude ;
- le transfert $\ell_p = 1$ obtenu pour le niveau à 9.73 MeV nous permet d'écarter la possibilité $J^\pi = 2^+$ et de proposer une valeur unique de spin et parité $J^\pi = 1^-$;
- la parité négative que nous attribuons au niveau à 10.41 MeV a été récemment suggérée par Vernotte et al. (VE 73) au moyen des réactions $^{31}\text{P}(p, \gamma)^{32}\text{S}$, $^{31}\text{P}(p, p)^{31}\text{P}$ et $^{31}\text{P}(p, \alpha_o)^{28}\text{Si}$.

c) Transitions $\ell_p = 2$

Plusieurs distributions angulaires caractéristiques d'un transfert $\ell_p = 2$ sont montrées sur la fig. V-8. Elles correspondent, pour la plupart, à des niveaux déjà observés par l'intermédiaire de la réaction (C, d). Les valeurs de spin et parité théoriquement possibles sont conformes à celles établies antérieurement pour les niveaux à 2.23 ($J^\pi = 2^+$), 4.70 ($J^\pi = 1^+$), 5.55 ($J^\pi = 2^+$), 6.67 ($J^\pi = 1^+, 2^+$), 7.00 ($J^\pi = 1^+$) et 7.12 ($J^\pi = 2^+$) MeV (EN 73). Par ailleurs, les niveaux à 7.00 et 7.12 MeV sont également les deux premiers états d'isospin $T = 1$ du noyau ^{32}S .

Comme cela est apparu dans l'étude de la réaction $^{30}\text{Si}(d, n)^{31}\text{P}$, certaines courbes théoriques $\ell_p = 2$ n'ajustent pas les points expérimentaux aux petits angles.

Dans le cas du niveau à 6.67 MeV, il faut préciser cependant que l'extraction est assez délicate en raison de la proximité du niveau à 6.62 MeV. La forme de la distribution angulaire nous permet néanmoins de lever l'ambiguïté concernant la détermination du moment transfert ($\ell_p = 2$ ou $\ell_p = 3$) signalée par Graue et al. (GR 68) et de confirmer ainsi les caractéristiques $J^\pi = 1^+$ ou 2^+ établies par Detraz et al. (DE 73b).

d) Transitions $\ell_p = 3$ et autres transitions

Deux niveaux seulement, $E_x = 5.01$ MeV ($J^\pi = 3^-$) et $E_x = 6.62$ MeV ($J^\pi = 4^-$), sont atteints sans ambiguïté pour un transfert $\ell_p = 3$. Les distributions angulaires correspondantes sont reportées sur la fig. V-8.

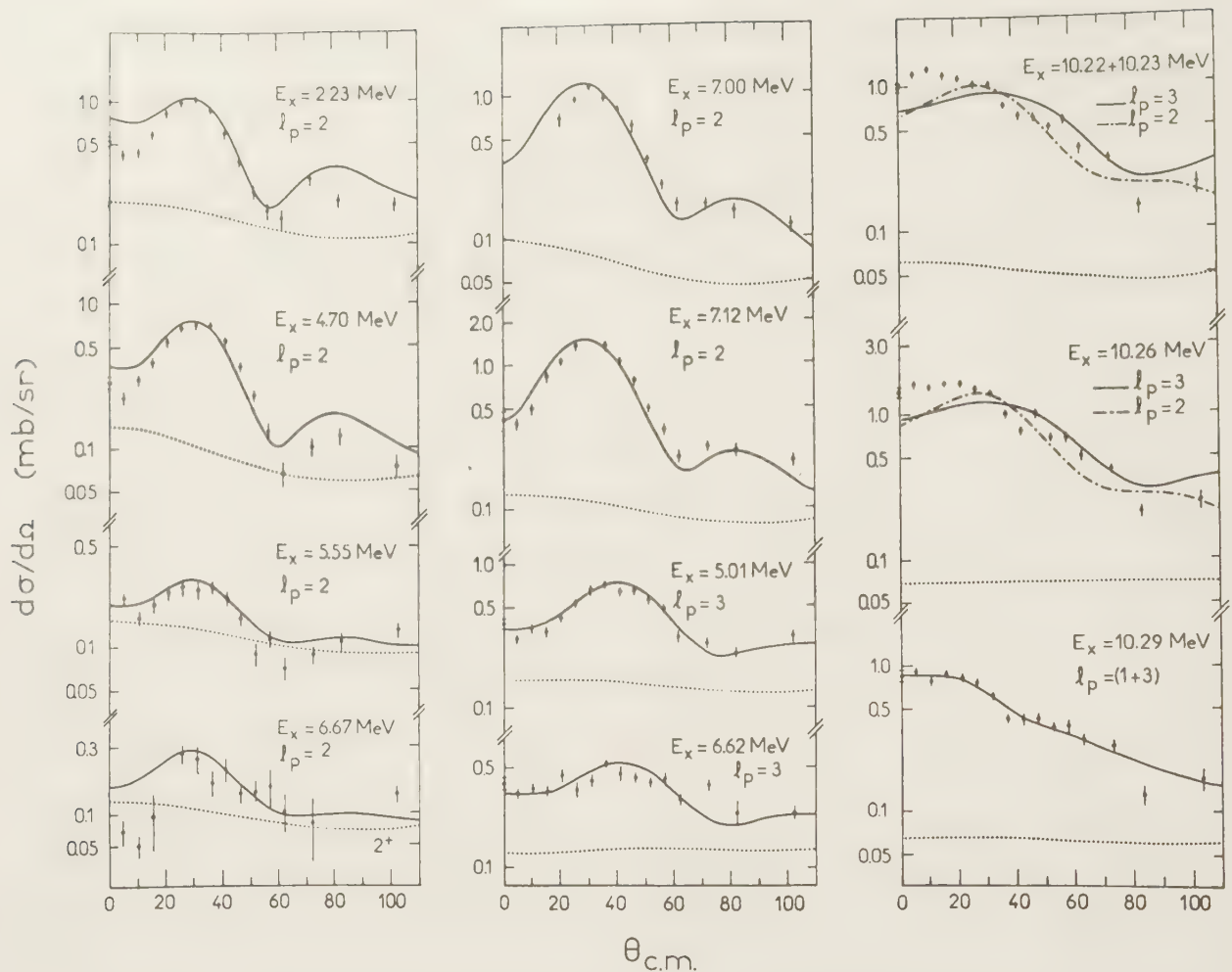


Fig. V-8. — Distributions angulaires des neutrons issus de la réaction $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$ effectuée à 7 MeV correspondant à un transfert $l_p = 2$ ou $l_p = 3$. Par ailleurs, voir légende fig. V-6.

Nous avons aussi regroupé sur la même figure trois distributions très structurées mais ne pouvant être correctement reproduites par un seul moment de transfert $l_p = 2$ ou $l_p = 3$. A ce sujet, il convient de noter que les niveaux associés à ces distributions appartiennent à une région très dense où, pour un même état, l'on observe parfois des divergences entre les valeurs de spin et parité proposées par différents auteurs (EN 73 — VE 73).

Dans la fig. V-9, enfin, nous avons rassemblé une vingtaine de distributions angulaires pratiquement isotropes ou non caractéristiques d'un transfert particulier. La contribution Hauser-Feshbach, obtenue en prenant une valeur du facteur de réduction R égale à 0.075, n'est représentée que pour les niveaux de spin connu à 4.28 ($J^\pi = 2^+$), 4.46 ($J^\pi = 4^+$) et 5.41 ($J^\pi = 3^+$) MeV.

Par ailleurs, bien que les niveaux à 7.95, 8.29 et 9.02 MeV aient été alimentés en réaction (τ, d) par des transitions $l_p = 3$ (GR 68), il nous a paru inopportun de vouloir ajuster nos distributions expérimentales correspondantes, pratiquement isotropes, par des courbes théoriques DWBA.

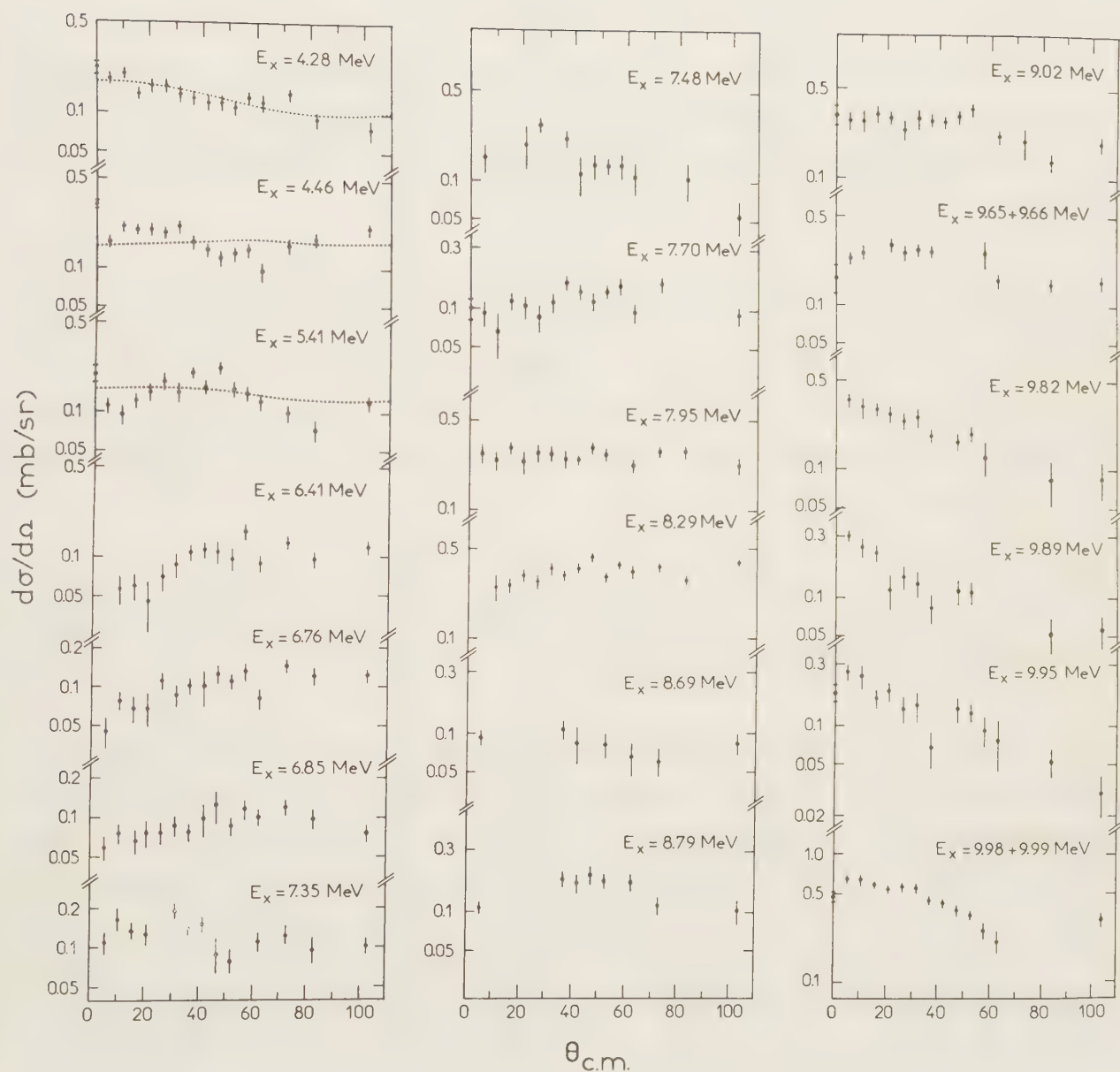


Fig. V-9.— Distributions angulaires des neutrons issus de la réaction $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$ effectuée à 7 MeV non caractéristiques d'un transfert particulier. Les courbes en pointillés représentent la contribution du noyau composé.

V-3-2 FACTEURS SPECTROSCOPIQUES ET INTENSITÉS DE TRANSITION

Les intensités de transition expérimentales déterminées pendant notre étude sont groupées et comparées, dans le tableau V-4, aux intensités de transition déduites de la réaction (d,n) par Hussein et al. (HU 74) ou de la réaction (τ ,d) par Graue et al. (GR 68), Morrison (MO 70) et Kalifa et al. (KA 73).

L'examen de ce tableau fait apparaître un accord d'ensemble très satisfaisant pour les huit premiers niveaux. En ce qui concerne les niveaux à 4.70 et 5.01 MeV, nos résultats sont cependant nettement plus proches de ceux mentionnés par Morrison (MO 70) ou Kalifa et al. (KA 73) que de ceux publiés par Graue et al. (GR 68).

Au-dessus de 6.5 MeV d'énergie d'excitation, la comparaison entre les valeurs des intensités spectroscopiques déterminées au cours du présent travail et les quantités proposées par Graue et al. est actuellement la seule possible. Les désaccords importants ne concernent que les niveaux (alimentés par des transitions $\ell_p = 0$) à 7.19, 7.54 et 8.13 MeV. Mais le fait que des divergences apparaissent pour les deux derniers niveaux cités, d'isospin $T_{\frac{1}{2}}$, constitue un résultat intéressant.

En outre, comme nous l'avons déjà noté dans les chapitres précédents, les intensités de transition obtenues en réaction (d,n) ou (τ ,d) pour les états non liés ($E_x \gg 8.86$ MeV) doivent être considérées avec beaucoup de réserve.

Au cours de ce travail, il nous a aussi paru intéressant de comparer les facteurs spectroscopiques S_p déterminés pour cinq niveaux liés ou quasi-liés, d'isospin $T = 1$, du noyau ^{32}S aux facteurs spectroscopiques S_n mesurés pour les niveaux parents de ^{32}P et provenant d'une récente étude de la réaction $^{31}\text{P}(d,p)^{32}\text{P}$ effectuée par Van Gasteren et al. (VA 73). Comme on peut l'observer à l'aide du tableau V-5, l'accord entre les valeurs de S_p et de S_n n'est pas toujours très bon. Mais, nous verrons dans le paragraphe suivant que les facteurs spectroscopiques S_p déterminés en réaction (d,n) s'accordent beaucoup mieux avec les valeurs théoriques prévues par le modèle en couches.

Etant donné le nombre de niveaux analysés au cours de notre étude de la réaction $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$, on peut penser qu'une grande partie des intensités totales de transition ont été observées. En fait, dans le tableau V-6, il apparaît que si les intensités expérimentales $G_s \frac{1}{2}$ et $G_d \frac{3}{2}$ atteignent ou dépassent légèrement les limites imposées par les règles de somme de French et Mac Farlane, il en est différemment des intensités $G_f \frac{7}{2}$ et $G_p \frac{3}{2}$.

Tableau V-4

Comparaison des intensités de transition expérimentales pour les réactions de transfert d'un proton sur ^{31}P

E_x (MeV)	$J^\pi ; T$	ℓ_p	$n\ell_j$ DWBA	$G = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} C^2 S_p$					
				(d, n)			(t, d)		
				7 MeV présent travail	4 MeV (HU 74)	5.45 MeV (HU 74)	12 MeV (GR 68)	15 MeV (MO 70)	8 MeV (KA 73)
0.00	0^+	0	$2s_{1/2}$	0.75	0.66	0.60	0.60	0.55	0.53
2.23	2^+	2	$1d_{3/2}$	1.51		1.49	1.50	1.63	1.41
3.78	0^+	0	$2s_{1/2}$	0.15	0.11	0.10	0.10	0.17	0.16
4.70	1^+	2	$1d_{3/2}$	0.67			0.37	0.68	0.59
5.01	3^-	3	$1f_{7/2}$	0.92			0.56	0.88	1.02
5.55	2^+	2	$1d_{3/2}$	0.13		0.21	0.16	0.25	0.17
5.80	1^-	1	$2p_{3/2}$	0.15	0.11	0.08	0.14	0.20	0.165
6.22	2^-	1	$2p_{3/2}$	0.15	0.15	0.14	0.15	0.24	0.165
6.62	4^-	3	$1f_{7/2}$	0.54			0.65		
6.67	$(1, 2)^+$	2	$1d_{3/2}$	(0.10)					
7.00	$1^+ ; 1$	2	$1d_{3/2}$	0.58			0.44		
7.12	$2^+ ; 1$	2	$1d_{3/2}$	0.70			0.88		
7.19	1^+	0	$2s_{1/2}$	0.02			0.08		
7.43	$(0-2)^-$	1	$2p_{3/2}$	0.09			0.10		
7.54	$0^+ ; 1$	0	$2s_{1/2}$	0.05			0.08		
7.88	$(0-2)^-$	1	$2p_{3/2}$	0.035			0.04		
8.13	$1^+ ; 1$	0	$2s_{1/2}$	0.08			0.14		
8.50	$(0-2)^-$	1	$2p_{3/2}$	0.12			0.13		
9.06	$(0-2)^-$	1	$2p_{3/2}$	0.07			0.07		
9.21	$1^+ ; 1$	$\begin{Bmatrix} 0 \\ + \\ 2 \end{Bmatrix}$	$2s_{1/2}$	0.015					
			$1d_{3/2}$	0.05					
9.24	1^-	(1)	$2p_{3/2}$	(0.04)					
9.29	$1^+ *$	$\begin{Bmatrix} 0 \\ + \\ 2 \end{Bmatrix}$	$2s_{1/2}$	(0.01)					
			$1d_{3/2}$	(0.06)					
9.39	2^-	1	$2p_{3/2}$	(0.27)			(0.36)		
9.49	1^-	1	$2p_{3/2}$	(0.08)					
9.73	$1^- *$	1	$2p_{3/2}$	(0.11)					
9.85	1^-	1	$2p_{3/2}$	(0.04)					
10.08	$2^- ; 1$	1	$2p_{3/2}$	(0.60)					
10.34	1^-	1	$2p_{3/2}$	(0.21)					
10.41	$0^- *$	1	$2p_{1/2}$	(0.20)					

a) Réf. (EN 73)

b) Réf. (EN 73) ; les conclusions du présent travail sont indiquées par un astérisque.

Tableau V-5

Comparaison de certains niveaux d'isospin $T = 1$ des noyaux ^{32}P et ^{32}S

^{32}P a)				^{32}S b)				
E_x (MeV)	J^π	ℓ_n	S_n	E_x (MeV)	J^π	ℓ_p	S_p (d, n)	S_p (τ , d)
0	1^+	2	1.0	7.00	1^+	2	0.77	0.59
0.08	2^+	2	0.94	7.12	2^+	2	0.56	0.70
0.51	0^+	0	0.32	7.54	0^+	0	0.20	0.32
1.15	1^+	0	0.18	8.13	1^+	0	0.11	0.19
2.23	1^+	$\begin{Bmatrix} 0 \\ + \\ 2 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} 0.04 \\ \\ 0.13 \end{Bmatrix}$	9.21	1^+	$\begin{Bmatrix} 0 \\ + \\ 2 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} 0.02 \\ \\ 0.07 \end{Bmatrix}$	

a) Réf. (VA 73)

b) Présent travail ou réf. (GR 68)

Tableau V-6

Comparaison des intensités totales de transition expérimentales avec les valeurs fournies par les règles de somme

Sous-couche	Isospin T de l'état final	Règles de somme (FR 61)	$\sum \frac{2J_f+1}{2J_i+1} C^2_{S_p}$ (d, n) à 7 MeV
$1d_{\frac{5}{2}}$	0	0	0
$2s_{\frac{1}{2}}$	0	1	0.93
$2s_{\frac{1}{2}}$	1	0	0.15
$1d_{\frac{3}{2}}$	0	2	2.37 ^{a)}
$1d_{\frac{3}{2}}$	1	2	1.33
$1f_{\frac{7}{2}}$	0	4	1.46
$2p_{\frac{3}{2}}$	0	2	(1.37)
$2p_{\frac{3}{2}}$	1	2	(0.60)

a) Ce résultat ne tient pas compte du niveau à 6.67 MeV.

V-3-3 COMPARAISON DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX AVEC DES MODELES NUCLEAIRES

Sur le plan théorique, le noyau à sous-couches complètes ^{32}S a fait l'objet d'un grand nombre de publications (EN 73). Il n'empêche que la structure de ce noyau n'est pas encore parfaitement comprise actuellement.

Ainsi, certains auteurs (ME 69 - GA 71 - IN 71 - CO 72b) pensent que le modèle vibrationnel peut décrire correctement les propriétés (énergies, spins, parités, probabilités de transition γ) des quatre premiers niveaux excités de ^{32}S . Une telle interprétation est cependant rejetée par d'autres et plus particulièrement par Hausser et al. (HA 70).

La mesure du moment quadrupolaire statique du premier niveau excité ($E_x = 2.23 \text{ MeV}$, $J^\pi = 2^+$) effectuée par Hausser et al. (HA 70) et Nakaï et al. (NA 70) conduit à l'hypothèse d'une déformation "prolate" importante. Cette déformation, initialement non prévue par les calculs Hartree-Fock, n'est probablement pas stable.

La possibilité d'une coexistence de forme a été aussi envisagée. Cette coexistence d'une phase nucléaire sphérique et d'une phase déformée, proposée par Bar-Touv et Goswami (BA 69), vient d'être confirmée expérimentalement par Cheng et al. (CH 74) en mesurant la vie moyenne du second état 0_2^+ à 3.78 MeV .

Etant donné les difficultés rencontrées dans l'interprétation théorique du noyau ^{32}S , il nous a paru utile de comparer nos résultats expérimentaux et, en particulier, nos facteurs spectroscopiques aux prévisions fournies par certains modèles nucléaires.

Pour établir cette comparaison, on dispose actuellement de deux types de fonctions d'onde : celles calculées par Ripka (RI 68) dans l'approximation de Hartree-Fock et celles du modèle en couches avec mélange de configurations.

En fait, les fonctions d'onde proposées par Ripka ne permettent pas de retrouver les facteurs spectroscopiques obtenus en réaction de stripping, comme l'ont montré Kalifa et al. (KA 73) pour le niveau fondamental et le premier niveau excité. On ne peut donc procéder à l'interprétation de nos résultats que dans le cadre du modèle en couches.

Les valeurs théoriques des facteurs spectroscopiques, déterminées par Glaudemans et al. (GL 64), puis par Wildenthal et al. (WI 71), sont les seules disponibles à ce jour, les hypothèses du calcul étant celles indiquées lors de notre étude des noyaux ^{30}P et ^{31}P .

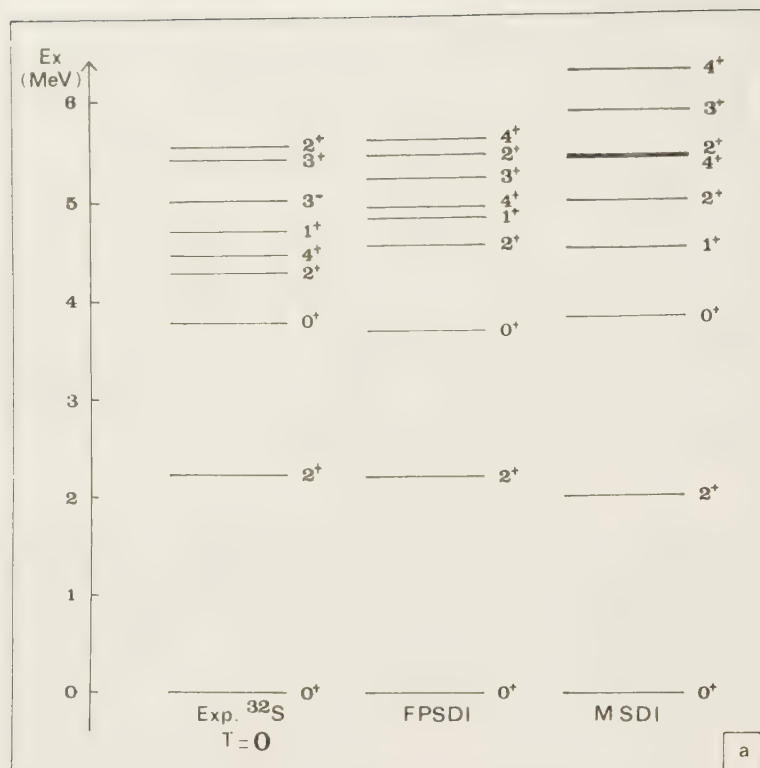


Fig. V-10a.- Niveaux de parité positive, d'isospin $T=0$, du noyau ^{32}S : comparaison des résultats expérimentaux (EN 73) et théoriques (WI 71).

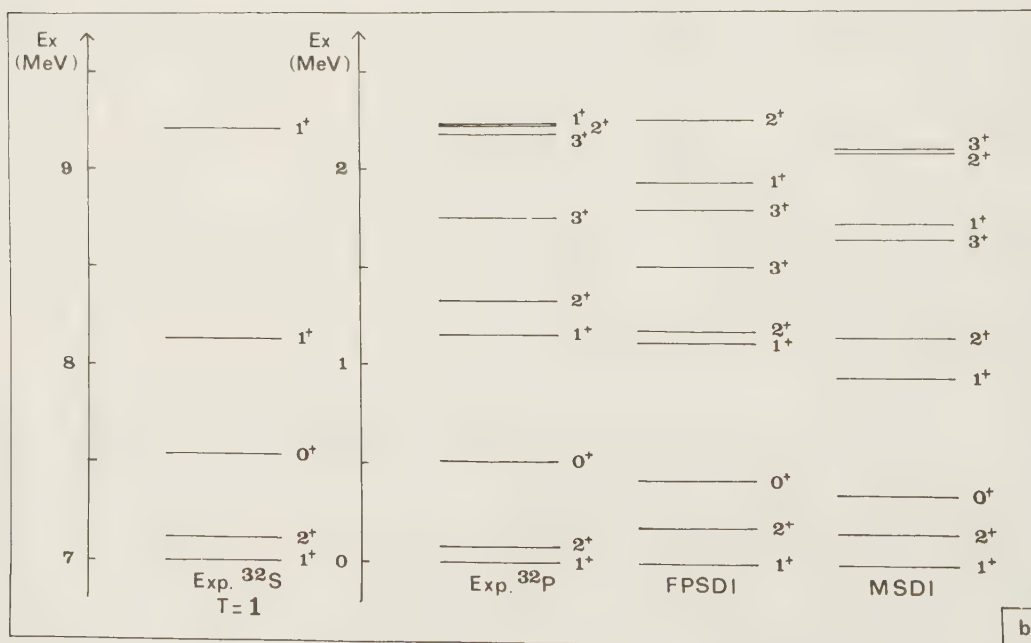


Fig. V-10b.- Niveaux de parité positive, d'isospin $T=1$, des noyaux ^{32}S et ^{32}P : comparaison des résultats expérimentaux (EN 73) et théoriques (WI 71).

Ces facteurs spectroscopiques sont comparés, dans le tableau V-7, aux quantités S_p mesurées, lorsqu'il est possible d'établir une correspondance précise entre les schémas de niveaux expérimentaux et théoriques (fig. V-10). A ce sujet, il est à remarquer que la séquence des huit premiers niveaux de parité positive est bien reproduite par les calculs (surtout les calculs FPSDI) à l'exception du niveau 4_1^+ situé un peu trop haut. De plus, pour les niveaux reportés dans le tableau V-7, l'accord entre les facteurs spectroscopiques expérimentaux et théoriques est très satisfaisant.

Tableau V-7

Comparaison des facteurs spectroscopiques S_p expérimentaux et théoriques pour les niveaux de parité positive du noyau ^{32}S

E_x (MeV)	J^π	T	ℓ_p	$S_p \text{ exp}$		$S_p \text{ théo}$					
				(d, n) à 7 MeV ^{a)}		(GL 64)		FPSDI ^{b)}		MSDI ^{b)}	
				$s_{\frac{1}{2}}$	$d_{\frac{3}{2}}$	$s_{\frac{1}{2}}$	$d_{\frac{3}{2}}$	$s_{\frac{1}{2}}$	$d_{\frac{3}{2}}$	$s_{\frac{1}{2}}$	$d_{\frac{3}{2}}$
0	0^+	0	0	3.00		2.82		2.57		2.26	
2.23	2^+	0	2		1.21		1.05		0.83		0.85
3.78	0^+	0	0	0.60		0.48		0.44		0.68	
4.28	2^+	0	(2)		faible		0.07		0.00		0.00
4.70	1^+	0	2		0.89				0.78		0.78
5.55	2^+	0	2		0.10				0.15		0.15
7.00	1^+	1	2		0.77	0.02	0.59		0.68		0.65
7.12	2^+	1	2		0.56		0.75		0.66		0.67
7.54	0^+	1	0	0.20		0.36		0.21		0.26	
8.13	1^+	1	0	0.11		0.15	0.24	0.10		0.14	0.03
9.21	1^+	1	0+2	0.02	0.07	0.02	0.03	0.01	0.09	0.02	0.09

a) Présent travail

b) Réf. (W1 71)

Pour les niveaux de ^{32}S d'isospin $T=1$, la fig. V-10 b montre que la séquence des premiers niveaux est encore bien reproduite. Le fait que nos facteurs spectroscopiques soient très proches des quantités théoriques S_p constitue, sans aucun doute, un résultat satisfaisant. A ce propos, rappelons les divergences importantes existant, pour certains états d'isospin $T=1$, entre les facteurs spec-

troscopiques obtenus au moyen des réactions (d,n) , (τ,d) ou (d,p) et mentionnées dans le paragraphe précédent.

En conclusion, il semble que le modèle en couches soit bien adapté à la description des propriétés de nombreux niveaux du noyau ^{32}S .

V-4 CONCLUSION

Les niveaux d'énergie des noyaux ^{31}P et ^{32}S ont été étudiés au moyen des réactions $^{30}\text{Si}(d,n)^{31}\text{P}$ et $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$ à $E_d = 7 \text{ MeV}$ avec une bonne résolution en énergie.

Les distributions angulaires associées à quinze niveaux de ^{31}P ($0 \leq E_x \leq 8 \text{ MeV}$) et à trente niveaux de ^{32}S ($0 \leq E_x \leq 10.5 \text{ MeV}$) ont été analysées par la "méthode" DWBA. Les résultats que nous proposons confirment pour l'essentiel ceux obtenus par l'intermédiaire de la réaction (τ,d) . Les différences apparaissant entre certains facteurs spectroscopiques mesurés à l'aide de ces deux réactions de transfert d'un proton seront discutées abondamment par la suite.

Les prévisions théoriques (relatives aux énergies des états excités et aux facteurs spectroscopiques) fournies par le modèle en couches (W1 71) reproduisent correctement les résultats expérimentaux aussi bien dans le cas de ^{31}P que de ^{32}S .

■■■■■■■■■■

*Qui veut une mule sans défaut,
doit se résoudre d'aller à pied.
Cervantes*

CHAPITRE VI

DISCUSSION GÉNÉRALE

VI-1 VALIDITÉ DE LA MÉTHODE UTILISÉE POUR L'ANALYSE DES RÉSULTATS

Pendant toute notre étude, compte tenu des énergies incidentes utilisées, nous avons émis l'hypothèse que le mécanisme de "stripping" était certes le mécanisme prédominant intervenant dans le peuplement d'un grand nombre de niveaux mais que, pour certains d'entre eux, généralement faiblement excités, le mécanisme de noyau composé jouait, manifestement, un rôle important.

L'accord d'ensemble entre nos résultats (analysés dans le cadre de la DWBA et de la théorie de Hauser-Feshbach) et ceux obtenus à l'aide de la réaction (α, d) justifie a posteriori le choix de cette hypothèse. A ce sujet, il est important de préciser, à nouveau, que :

1°) Les distributions angulaires expérimentales sont généralement bien reproduites par les courbes théoriques correspondant à l'addition incohérente des résultats des calculs DWBA et HF. Un meilleur accord entre certaines formes expérimentales et théoriques (en particulier pour quelques transitions $\ell_p = 0$) pourrait être probablement obtenu en faisant intervenir la déformation du noyau cible et du noyau résiduel. Les premiers essais dans ce sens, effectués à l'aide d'une méthode DWBA modifiée (MRBA dans la littérature anglo-saxonne) au cours de l'étude de la réaction $^{26}\text{Mg}(d, n)^{27}\text{Al}$ peuvent être considérés comme encourageants.

2°) Les propriétés spectroscopiques (spin, parité, facteurs spectroscopiques ou intensités de transition) semblent correctement déterminées. En effet, nos résultats sont très souvent compatibles avec les données antérieures même pour des niveaux de faible section efficace. Ce dernier point justifie la procédure arbitraire (couramment) utilisée pour estimer la contribution due au noyau composé.

D'ailleurs, le fait que nous ayons obtenu sensiblement le même facteur de réduction R pour les quatre réactions analysées, à l'aide de trois programmes de calculs Hauser-Feshbach différents, constitue, en soi, un résultat satisfaisant.

Dans les chapitres précédents, nous avons rapidement signalé quelques divergences entre les facteurs spectroscopiques déterminés au moyen des réactions (d,n) ou (τ,d) pour des niveaux fortement peuplés. Ces divergences sont discutées abondamment dans la partie suivante (partie VI-2) mais précisons, dès maintenant, qu'elles ne peuvent être causées par une évaluation incorrecte de la contribution du noyau composé.

Il y a enfin lieu de faire les deux remarques suivantes :

1°) L'analyse DWBA a été réalisée en utilisant pour la voie deutéron (ou pour la voie neutron) une seule et même famille de paramètres optiques. Ceci nous paraît justifié compte tenu du fait que nous étudions la réaction (d,n) sur des noyaux répartis de la masse 26 à la masse 31.

2°) Les transitions $\ell_p = 0$ et $\ell_p = 1$ sont très nettement favorisées, les sections efficaces pour les niveaux atteints par ces transitions étant souvent beaucoup plus grandes (10 à 20 fois) que dans les autres cas. Etant donné les conditions d'adaptation des moments angulaires, ceci était parfaitement prévisible. En effet, dans le cas de la réaction $^{31}\text{P}(d,n)^{32}\text{S}$ par exemple, effectuée à $E_d = 7$ MeV, le moment transféré $|\vec{\ell}| = |\vec{k}_d \vec{R}_A - \vec{k}_n \vec{R}_B|$, où k représente le nombre d'onde et R le rayon du noyau, est approximativement nul pour les niveaux proches du fondamental, voisin de 1 pour des niveaux d'énergie d'excitation de l'ordre de 7 MeV et de 1,5 pour des niveaux d'énergie d'excitation de l'ordre de 10 MeV. L'analyse DWBA est donc vraisemblablement correcte pour les transitions correspondant à des valeurs du moment transféré égales à 0, 1 et (à un degré moindre) 2 ; les transferts $\ell_p = 3$ doivent par contre être considérés avec une plus grande réserve.

VI-2 COMPARAISON DES FACTEURS SPECTROSCOPIQUES OBTENUS AU MOYEN DES RÉACTIONS (d,n) ET (τ,d)

VI-2-1 CHOIX DES NIVEAUX ET MÉTHODE UTILISÉE POUR LA COMPARAISON

Le grand nombre de niveaux analysés au cours de notre étude de la réaction (d,n) sur plusieurs noyaux de la zone intermédiaire de la couche s-d permet, pour la première fois dans cette région de masse, d'effectuer une comparaison valable entre les facteurs spectroscopiques obtenus au moyen des réactions (d,n) et (τ,d) . Afin de rendre la discussion suivante aussi si-

gnificative que possible, nous n'avons pris en considération que les niveaux les plus fortement excités, c'est-à-dire, en fait, des niveaux pour lesquels on mesure une partie suffisamment importante de "l'excitation à une particule". En tout état de cause, il n'est pas raisonnable d'accorder une grande confiance à des facteurs spectroscopiques inférieurs à 0.1 (MA 69 — FA 70).

Les niveaux choisis pour notre étude comparative sont indiqués dans le tableau VI-1 avec les facteurs spectroscopiques ($S_p \geq 0.10$) correspondants. Pour le noyau ^{30}P , il n'a pas été tenu compte de certains niveaux (1.97, 2.54, 2.72, 3.02 MeV) pour lesquels $0.10 \leq S_p \leq 0.15$, les distributions angulaires associées à ces niveaux étant, soit incorrectement reproduites par la théorie, soit caractéristiques d'un mélange de moment transféré rendant la comparaison délicate.

Dans ce même tableau, nous avons aussi fait apparaître les rapports $R_S = S(\tau, d)/S(d, n) = G(\tau, d)/G(d, n)$, les quantités $G(\tau, d)$ et $G(d, n)$ ayant déjà été mentionnées dans les tableaux III-4, IV-2, V-1 et V-4. Les deux ou trois valeurs obtenues pour chaque niveau correspondent à des mesures de $S(\tau, d)$ différentes.

Les valeurs des rapports R_S sont réparties sur la fig. VI-1 en deux classes distinctes selon l'isospin $T_<$ ou $T_>$ de l'état final. Ceci nous permet d'obtenir deux distributions de points, chaque point représentant, pour un niveau donné, le rapport entre le facteur spectroscopique déterminé en réaction (τ, d) (extrait de la littérature) et celui que nous avons mesuré en réaction (d, n) . Chacune de ces classes est elle-même subdivisée en quatre ensembles associés aux noyaux étudiés.

Il est à remarquer que la représentation semi-logarithmique utilisée fig. VI-1 se justifie facilement par le fait que nous analysons ici des rapports (en principe voisins de 1). Or, des rapports $R_{S_1} = S_1(\tau, d)/S_1(d, n) = X$ et $R_{S_2} = S_2(\tau, d)/S_2(d, n) = Y = 1/X$ s'écartent également de l'unité et seule cette représentation permet d'en rendre compte facilement puisque $|\text{Log } X| = |\text{Log } Y|$.

Sur la fig. VI-1, il apparaît que les deux classes sont assez nettement différentes quant à la répartition des points qui les composent. Cette constatation nous amène donc à effectuer la comparaison d'une manière plus quantitative.

L'histogramme réalisé pour les niveaux d'isospin $T_<$ et représenté sur la fig. VI-2 nous suggère d'assimiler les distributions de points (totales ou partielles) à des distributions gaussiennes.

Rapports des facteurs spectroscopiques $R_S = S_{\tau,d}/S_{d,n}$ pour les niveaux fortement excités

Noyau	Niveau E_x (MeV)	T	S_p (d,n) présent travail	$\frac{S_{\tau,d}}{S_{d,n}}$		
				(1)	(2)	(3)
^{27}Al	0	T	0.47	a)	b)	c)
	0.84	T<	0.60	0.91	1.03	0.81
	1.01	T<	0.12	1.09	1.04	1.24
	2.98	T<	0.71	0.86	0.92	0.86
	6.48	T<	0.33	0.95	1.11	1.33
	6.81	T<	0.39	0.91		1.55
	7.86	T>	0.27	1.50		3.77
		T>		1.64		
^{30}P	0	T	0.94	d)	e)	
	1.45	T<	0.78	1.02	1.05	
	2.94	T<	0.57	0.83	0.83	
	4.23	T>	0.43	1.16	1.12	
	4.47	T<	0.26	1.39	1.13	
	4.50	T>	0.46	2.92	1.69	
	4.62	T>	0.31	1.16	1.36	
	5.92	T<	0.41 ($J^\pi=1^-$)	1.19	0.99	
	6.00	T<	0.47	1.61	1.13	
^{31}P	0	T	0.79	f)	g)	c)
	1.27	T<	0.84	0.89	0.84	0.92
	4.43	T<	0.39	0.86	1.43	1.16
	5.01	T<	0.23	0.99	1.10	1.39
	6.38	T<	0.37	1.21	1.36	1.57
	7.14	T>	0.11	1.43	0.55	2.04
^{32}S	0	T	3.00	2.29		9.71
	2.23	T<	1.21	h)	g)	i)
	3.78	T<	0.60	0.80	0.73	0.71
	4.70	T<	0.89	0.99	1.08	0.93
	5.01	T<	0.53	0.67	1.13	1.07
	5.55	T<	0.10	0.55	1.01	0.88
	5.80	T<	0.20	0.61	0.96	1.11
	6.22	T<	0.12	1.23	1.92	1.31
	6.62	T<	0.24	0.93	1.33	1.10
	7.00	T<	0.77	1.00	1.60	1.10
	7.12	T>	0.56	1.20		
	7.43	T>	0.12 ($J^\pi=1^-$)	0.76		
	7.54	T>	0.20	1.26		
	8.13	T>	0.11	1.11		
	8.50	T>	0.10 ($J^\pi=2^-$)	1.60		
	9.06	T>	0.10 ($J^\pi=1^-$)	1.75		
		T<		1.08		
		T<		1.00		

a) Réf. (BO 69)

d) Réf. (HE 74)

f) Réf. (WO 70)

h) Réf. (GR 68)

b) Réf. (AL 69)

e) Réf. (DY 73)

g) Réf. (MO 70)

i) Réf. (KA 73)

c) Réf. (LU 70)

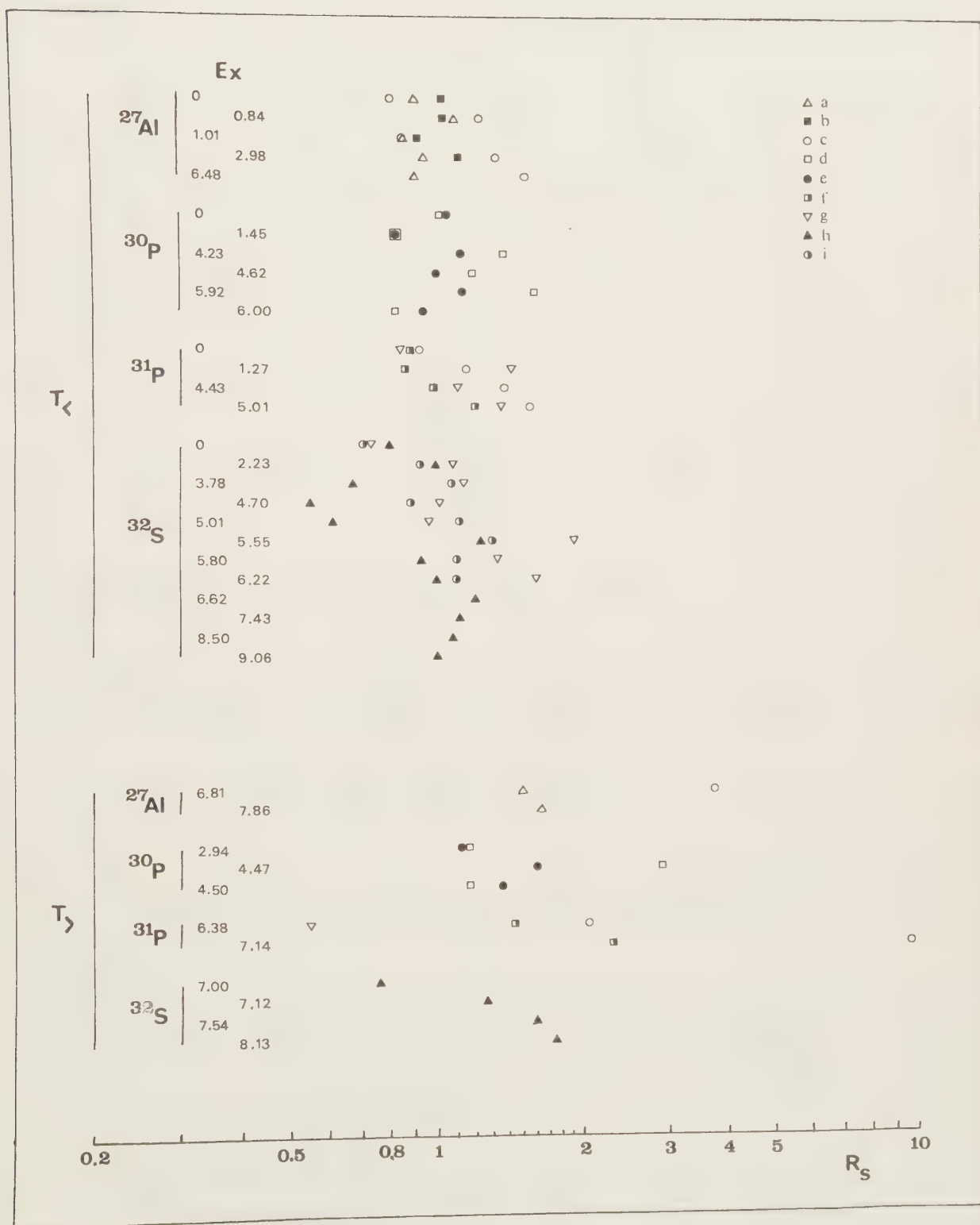


Fig. VI-1.- Distributions des rapports $R_S = \frac{S_{\tau,d}}{S_{d,n}}$. Les références sont indiquées p. 116.

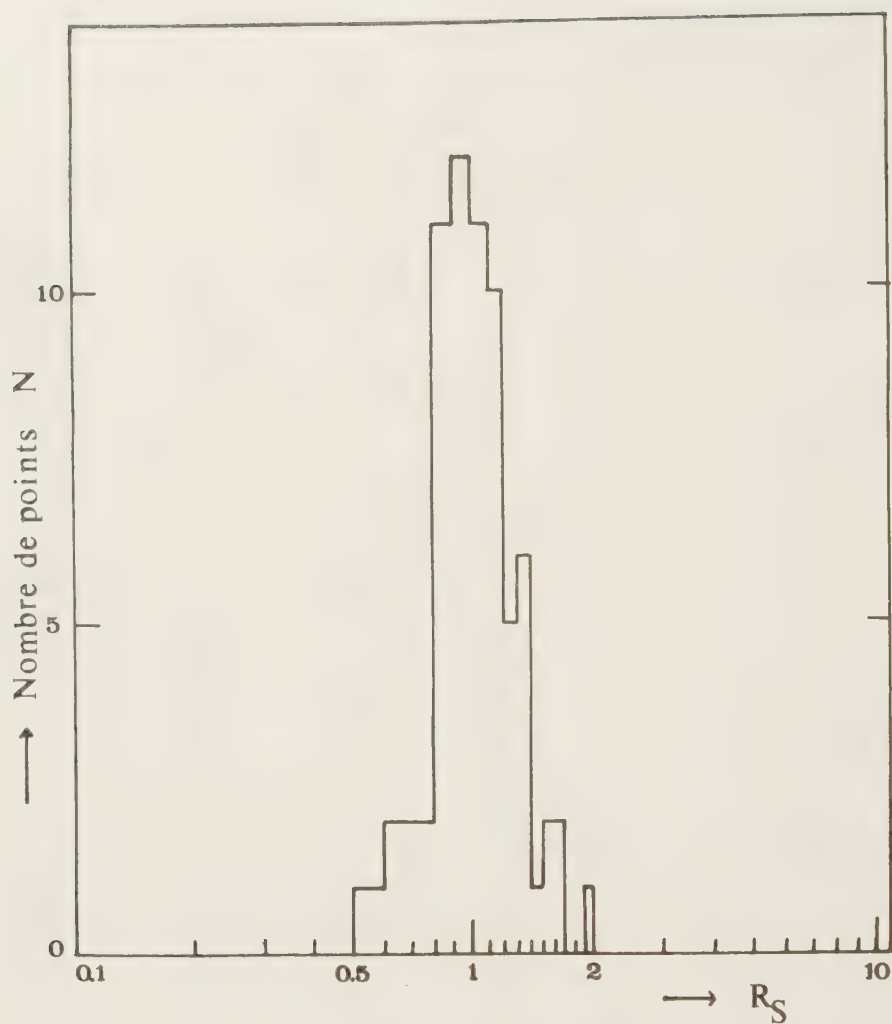


Fig. VI-2a.- Histogramme des rapports $R_S = \frac{S_{\tau,d}}{S_{d,n}}$ pour les états $T_<$

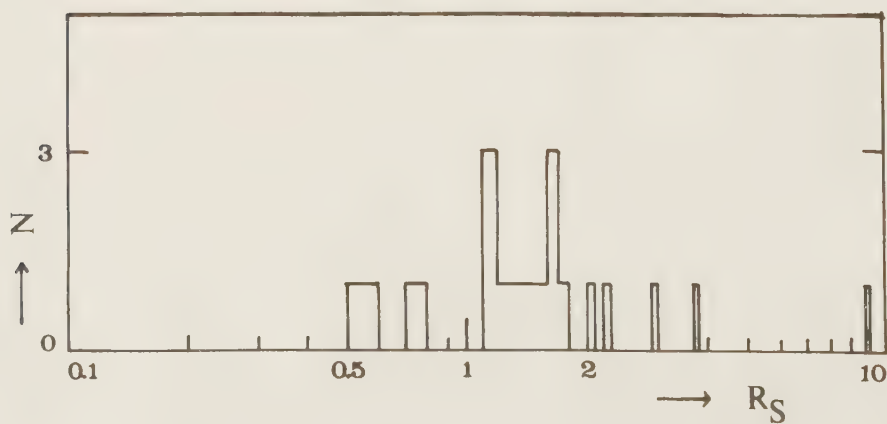


Fig. VI-2b.- Histogramme des rapports $R_S = \frac{S_{\tau,d}}{S_{d,n}}$ pour les états $T_>$

Dans ces conditions, pour chaque distribution, le centroïde $\bar{R}_S$ peut se calculer à l'aide de la relation :

$$\log (\bar{R}_S) = \frac{1}{\sum_{i=1}^k n_i} \sum_{i=1}^k n_i \log (R_S)_i ,$$

$(R_S)_i$ étant la grandeur du rapport des facteurs spectroscopiques associé au point d'indice i ,

n_i le nombre de points ayant la valeur $(R_S)_i$,

$n = \sum_{i=1}^k n_i$ le nombre de points de la distribution.

L'écart-type σ est alors donné par la relation :

$$\log \sigma = \left[\frac{\sum_{i=1}^k n_i [\log(R_S)_i - \log(\bar{R}_S)]^2}{\sum_{i=1}^k n_i} \right]^{1/2}$$

et la précision sur la position du centroïde $\bar{R}_S$ à l'aide de :

$$\begin{aligned} \log (\bar{R}_S)_{\max} &= \log (\bar{R}_S) + \log (\Delta \bar{R}_S) \\ \log (\bar{R}_S)_{\min} &= \log (\bar{R}_S) - \log (\Delta \bar{R}_S) \end{aligned} \quad \text{avec } \log (\Delta \bar{R}_S) = \frac{\log \sigma}{\sqrt{n}}$$

VI-2-2 MISE EN ÉVIDENCE DE CERTAINES ANOMALIES

Les résultats ainsi obtenus, rassemblés dans le tableau VI-2, nous permettent, pour la première fois dans la région de masse $A \sim 30$, de mettre en évidence des phénomènes particulièrement intéressants.

Tableau VI-2

Isospin	Noyau	Nombre de points de la distribution	centroïde de la distribution $\bar{R}_S = \left(\frac{\overline{S_{\tau, d}}}{S_{d, n}} \right)$	erreur sur le centroïde
$T_<$	^{27}Al	14	1.03	± 0.05
$T_<$	^{30}P	12	1.06	± 0.06
$T_<$	^{31}P	12	1.12	± 0.07
$T_<$	^{32}S	28	1.00	± 0.05
$T_<$	total	66	1.04	± 0.03
$T_>$	total	18	1.66	± 0.26 $- 0.22$

En effet, en ce qui concerne les états $T_<$, pour chacun des noyaux étudiés et a fortiori pour l'ensemble de ces noyaux, les facteurs spectroscopiques déterminés en réaction (τ, d) sont bien, en moyenne, sensiblement les mêmes que ceux mesurés en réaction (d, n) . Par contre, les facteurs spectroscopiques obtenus au moyen de la réaction (τ, d) pour les états $T_>$ sont nettement supérieurs à ceux que nous proposons au moyen de la réaction (d, n) . Dans ce dernier cas, il convient de souligner que même si l'on ne tient pas compte des points les plus extrêmes de la distribution ($R_S = 0.55$, $R_S = 3.77$ et $R_S = 9.71$), points apparemment douteux, le rapport $\bar{R}_S = \bar{S}_{(\tau, d)} / S_{(d, n)}$ reste encore anormalement grand ($\bar{R}_S = 1.50 \pm 0.13$).

En fait, un examen approfondi montre qu'il n'existe véritablement d'anomalies que pour les transitions $\ell_p = 0$, car si l'on considère uniquement les transitions $\ell_p = 2$ nous obtenons $\bar{R}_S(T_<) = 1.00 \pm 0.05$ et $\bar{R}_S(T_>) = 1.18 \pm 0.13$.

Les désaccords très importants observés pour les transitions $\ell_p = 0$ vers les niveaux (d'isospin $T_>$) à 6.81 MeV de ^{27}Al , 4.47 MeV de ^{30}P , 7.14 MeV de ^{31}P , 7.54 et 8.13 MeV de ^{32}S ne peuvent être expliqués par :

- un mauvais choix des paramètres optiques (chapitre II — paragraphe II-4-2)
- des effets de non-localité des potentiels ou de portée finie (chapitre II — paragraphe II-4-5)
- des calculs MRBA (chapitre III — paragraphe III-4).

En outre, il est à noter que la procédure adoptée pour calculer le facteur de forme est identique à celle utilisée dans l'analyse de la plupart des réactions (τ, d) , les paramètres du puits de Woods-Saxon étant sensiblement les mêmes.

Par ailleurs, en ce qui concerne les niveaux précédemment cités, il semble que les conditions d'adaptation des moments angulaires soient encore assez favorables. A titre d'exemple, dans le cas du niveau à 6.81 MeV de ^{27}Al , on obtient, pour la réaction (d, n) effectuée à 6 MeV, $|k_d R_A - k_n R_B| \simeq 1.0$ et, pour la réaction (τ, d) effectuée par Bohne et al. à 11 MeV, $|k_\tau R_A - k_d R_B| \simeq 1.7$.

En conclusion, on ne saurait a priori rejeter l'hypothèse que la DWBA classique puisse, indépendamment du spin isobarique, ne pas rendre compte correctement de certaines transitions $\ell_p = 0$ vers des niveaux d'énergie d'excitation élevée. L'influence de l'isospin de l'état final sur l'intensité de transfert est cependant un phénomène tout aussi plausible comme tendent d'ailleurs à le prouver d'autres expériences de transfert d'un nucléon.

VI-2-3 EFFETS D'ISOSPIN DANS LES RÉACTIONS DE TRANSFERT D'UN NUCLEON

Des anomalies apparemment de même nature ont été signalées pour la première fois par Siemssen et al. (SI 66). Ces auteurs ont, en effet, remarqué que pour le premier état isobarique analogue de chacun des noyaux impair-impair ^{10}B , ^{14}N et ^{26}Al et pour ces états uniquement, il existait des différences importantes entre les facteurs spectroscopiques mesurés au moyen des réactions (d, n) ou (τ, d) , le rapport $R_S = S_{\tau, d} / S_{d, n}$ variant de 2 à 3 selon le noyau considéré. Des études récentes de la réaction $^9\text{Be}(d, n)^{10}\text{B}$ par Yong Sook Park et al. (YO 73) et de la réaction $^{13}\text{C}(d, n)^{14}\text{N}$ par Bobbitt et al. (BO 73) ne font que confirmer l'existence de ces désaccords.

Par contre, jusqu'à ce jour, il semble bien que ce phénomène n'avait pu être observé (peut-être en raison de difficultés expérimentales) pour d'autres noyaux. En particulier, Couch et al. (CO 69a) dans le cas de la réaction $^{54}\text{Fe}(d, n)^{55}\text{Co}$ ou Bommer et al. (BO 71) dans le cas de la réaction $^{42}\text{Ca}(d, n)^{43}\text{Sc}$ ne signalent aucun désaccord important entre les réactions (d, n) et (τ, d) . Aussi a-t-on été amené à penser que les anomalies n'existaient que pour des noyaux impair-impair ou des noyaux légers. Nos mesures semblent indiquer qu'elles existent également pour certains noyaux de la couche s-d.

En fait, le phénomène est probablement beaucoup plus général puisque des effets similaires à ceux mentionnés par Siemssen et al. ont été observés entre les réactions de pick-up (d, t) et (τ, α) d'une part (VE 72, BE 73 b), (p, d) et (d, t) d'autre part (KO 72).

Plusieurs tentatives d'interprétation de l'effet observé dans le cas du ^{10}B ont été effectuées pendant ces dernières années par Tamura (TA 67) puis par Cotanch et Robson (CO 73). L'introduction, par Tamura, du terme de Lane $t.T$ dans les potentiels réels des voies d'entrée et de sortie ne fait qu'accroître le désaccord (CO 69 b). En introduisant ce même terme aussi bien dans les parties réelles et imaginaires des potentiels noyau-nucléon que dans le facteur de forme, Cotanch et Robson ont cependant montré que l'on pouvait atténuer légèrement ce désaccord.

Avant de dégager une conclusion définitive sur l'influence de l'isospin dans les réactions de transfert d'un nucléon, il apparaît donc nécessaire d'entreprendre une étude beaucoup plus complète tant sur le plan expérimental que théorique.

VI-3 COMPARAISON AVEC LES PRÉVISIONS THÉORIQUES

Les noyaux étudiés ^{27}Al , ^{30}P , ^{31}P et ^{32}S se situent dans une région de transition méconnue de la couche s-d, tout au moins sur le plan théorique. En effet, il est encore difficile, semble-t-il, de préciser la forme de chacun des noyaux qui la composent alors que ceux appartenant à la première partie de la couche possèdent de nettes caractéristiques rotationnelles et que les travaux portant sur les noyaux en fin de remplissage laissent prévoir des formes d'équilibre plus sphériques. Actuellement, on admet, cependant, que la région $A = 28$ correspond à un brusque changement de déformation "prolate" vers "oblate" et qu'inversement la région $A = 32$ correspond à un changement de déformation "oblate" vers "prolate".

Si nos résultats expérimentaux ne permettent pas d'expliquer complètement la structure nucléaire des noyaux du milieu de la couche s-d, ils se révèlent néanmoins très utiles pour tester deux des modèles nucléaires proposés jusqu'à ce jour : le modèle de Nilsson et surtout le modèle en couches.

Ainsi, nous avons montré que la structure du noyau ^{27}Al était assez bien décrite à l'aide du modèle de Nilsson, quel que soit le signe de la déformation. Dans une application différente, ce modèle permet également une interprétation satisfaisante des résultats expérimentaux se rapportant au ^{31}P .

Le meilleur accord expérience-théorie, pour les quatre noyaux étudiés, est toutefois obtenu lorsque l'on compare nos résultats aux prévisions fournies par le modèle en couches. Le diagramme de la fig. VI-3 démontre en effet que nos facteurs spectroscopiques expérimentaux sont, dans l'ensemble, correctement reproduits par des calculs effectués dans le cadre de ce modèle (pour une interaction effective MSDI) à l'exception de quelques niveaux signalés dans les chapitres précédents. Pour les niveaux d'isospin $T_>$, les valeurs expérimentales sont généralement plus faibles que les quantités théoriques correspondantes (en particulier pour les noyaux ^{27}Al et ^{31}P). A ce sujet, il convient de rappeler les anomalies observées entre les facteurs spectroscopiques obtenus au moyen des réactions (d, n) ou (τ, d) .

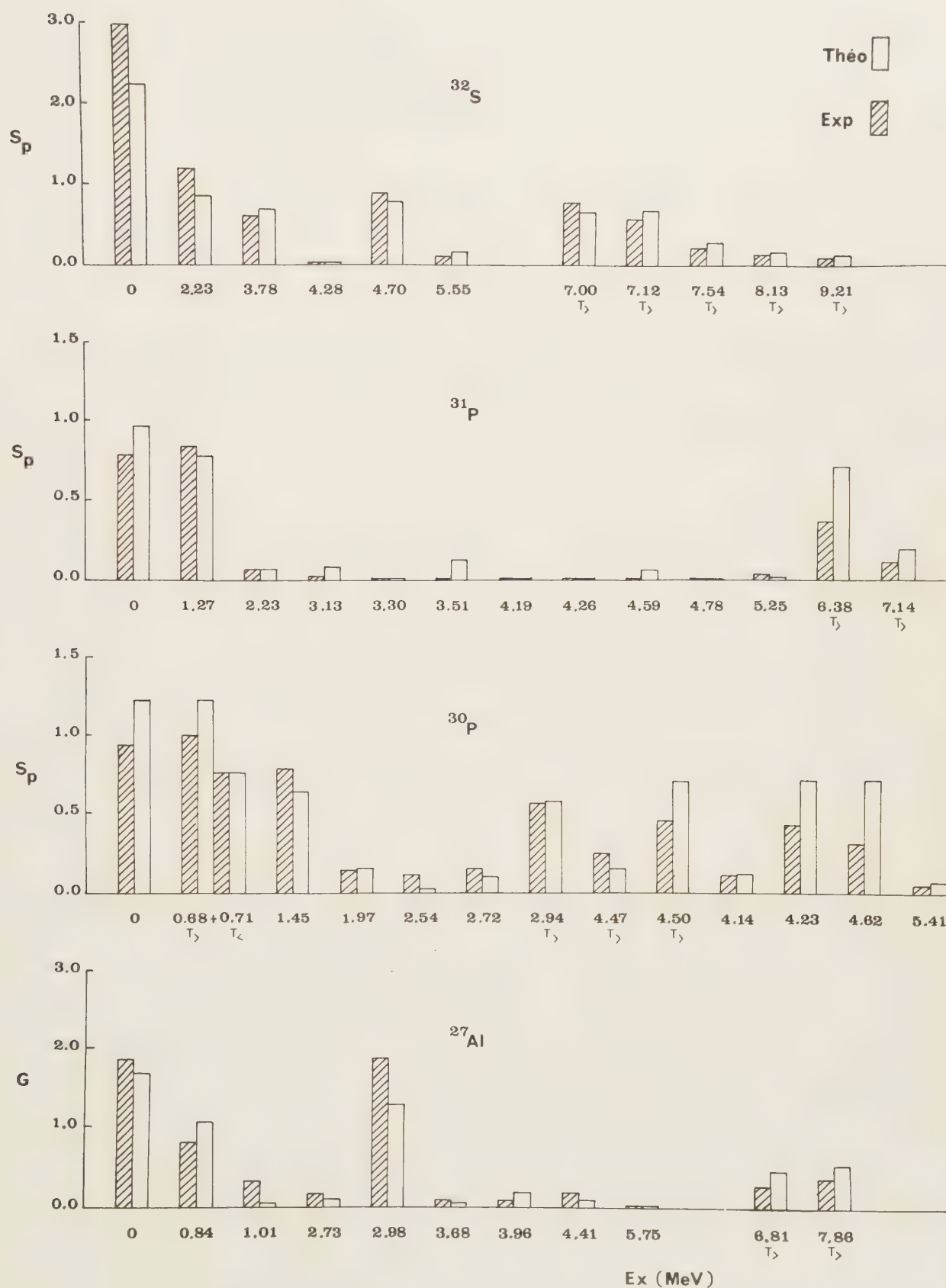


Fig. VI-3.- Facteurs spectroscopiques ou intensités de transition expérimentales et théoriques.

CONCLUSION

Il apparaît que la réaction (d, n) sur les noyaux appartenant à la zone intermédiaire de la couche s - d peut constituer un outil spectroscopique extrêmement valable, surtout lorsque le dispositif expérimental, comme celui dont nous disposons à Bruyères-le-Châtel, permet d'obtenir une bonne résolution en énergie.

Pendant ce travail, nous avons obtenu puis analysé les distributions angulaires des neutrons émis dans les réactions $^{26}\text{Mg}(d, n)^{27}\text{Al}$, $^{29,30}\text{Si}(d, n)^{30,31}\text{P}$ et $^{31}\text{P}(d, n)^{32}\text{S}$ effectuées à des énergies incidentes comprises entre 6 et 8 MeV. Plus de cent distributions angulaires, associées à des niveaux excités différents, sont caractéristiques d'un mécanisme de réaction direct. A partir de l'analyse, par la méthode DWBA, de ces différentes réactions, il nous a été possible d'une part, de déduire un certain nombre de renseignements nouveaux (spin, parité, isospin...) sur une vingtaine de niveaux, peu connus jusqu'alors, des noyaux ^{27}Al , ^{30}P et (à un degré moindre) ^{32}S et d'autre part, de déterminer avec confiance les facteurs spectroscopiques.

La comparaison de ces facteurs spectroscopiques avec ceux obtenus par l'intermédiaire de la réaction (τ, d) s'est révélée particulièrement intéressante. En effet, comme l'on pouvait s'y attendre, il existe bien une grande similitude entre les deux réactions de transfert d'un proton (d, n) et (τ, d) . Ce mémoire permet, cependant, de mettre en évidence plusieurs désaccords importants, principalement pour des transitions $\ell_p = 0$ vers les premiers niveaux isobariques analogues de chacun des noyaux étudiés. De tels désaccords sont, peut-être, à rapprocher de ceux mentionnés au cours de l'étude de quelques réactions de "stripping" ou de "pick-up" réalisées sur d'autres noyaux. Pour l'avenir, il serait évidemment souhaitable de mieux comprendre l'origine de toutes ces anomalies en approfondissant les recherches tant sur le plan expérimental que théorique.

Nos résultats ont été également comparés à des calculs théoriques souvent très récents (en particulier ceux appliqués au ^{30}P) d'une façon beaucoup plus complète que ce qui avait été réalisé

précédemment lors de l'étude des autres réactions de transfert menant aux mêmes noyaux finals. Le fait que le modèle en couches avec mélange de configurations simples rende assez bien compte des propriétés des niveaux des noyaux ^{27}Al , ^{30}P , ^{31}P et ^{32}S constitue un résultat remarquable.

En conclusion, ce travail nous a permis de recueillir de nombreux renseignements, aussi bien expérimentaux que théoriques (comme dans le cas du ^{30}P) apportant ainsi une nouvelle contribution à la connaissance de la structure nucléaire des noyaux situés dans une région encore mal connue de la couche s-d.

■■■■■■■■

Continuer, voilà ce qui est difficile.
Camus

APPENDICE A

CALCUL DES FACTEURS SPECTROSCOPIQUES DANS LE CADRE DU MODELE DE NILSSON

L'expression du facteur spectroscopique dans le cadre du modèle de Nilsson a été calculée par Satchler (SA 58). Pour le transfert d'un nucléon ℓ_i entre des états caractérisés par les nombres quantiques $J_i K_i$ et $J_f K_f$, cette expression s'écrit :

$$S_{\ell_i} = g^2 |\langle \theta_f | \theta_i \rangle|^2 \frac{2J_i + 1}{2J_f + 1} C_{\ell_i}^2 \langle J_i, i, \pm K_i, K_f \pm K_i | J_f K_f \rangle^2$$

où

- les indices i et f définissent respectivement les états initial et final

- $g^2 = 1$ si $K_i \neq 0$ et $K_f \neq 0$

$g^2 = 2$ si $K_i = 0$ ou $K_f = 0$

- $\langle \theta_f | \theta_i \rangle^2$ représente le recouvrement des fonctions d'onde du cœur. On prend généralement $\langle \theta_f | \theta_i \rangle^2 = 1$, ce qui suppose une même déformation pour les états initial et final.

Aussi, convient-il de considérer avec réserve nos résultats obtenus grâce à cette hypothèse.

- Les coefficients C_{ℓ_i} sont les coefficients apparaissant dans le développement des fonctions d'onde intrinsèques sur la base des fonctions propres d'un oscillateur harmonique isotrope.

Dans le cas d'une réaction de stripping sur un noyau cible pair-pair (cas de la réaction $^{26}\text{Mg} (d, n) ^{27}\text{Al}$), le carré du coefficient de Clebsch-Gordan $\langle J_i, i, \pm K_i, K_f \pm K_i | J_f K_f \rangle^2$ est égal à 1. Dès lors, le facteur spectroscopique s'écrit $S_{\ell_i} = \frac{2}{2J_f + 1} C_{\ell_i}^2$ d'où la relation $G = 2(C_{\ell_i})^2 C^2$ mentionnée dans le paragraphe III-6-2.

■■■■■■■■■■

APPENDICE B

CALCULS DE MODELES EN COUCHES : CHOIX DE L'INTERACTION RESIDUELLE

Les calculs de modèles en couches effectués par Glaudemans et al. (pour $28 \leq A \leq 40$) ou par Wildenthal et al. (pour $27 \leq A \leq 29$ et pour $30 \leq A \leq 35$) ne rendent compte que des niveaux à parité positive, l'espace de configurations étant limité à l'ensemble (ou même une partie) de la couche s-d.

Glaudemans et al. considèrent un cœur inerte de ^{28}Si entouré de nucléons occupant les courbes actives $2s_{\frac{1}{2}}$ et $1d_{\frac{3}{2}}$. L'interaction résiduelle entre ces nucléons extérieurs au cœur est mise sous la forme d'une somme de termes d'interaction à deux corps. Ceci conduit à utiliser 15 éléments de matrice (d'interaction) auxquels il faut ajouter les énergies de particule individuelle $\epsilon s_{\frac{1}{2}}$ et $\epsilon d_{\frac{3}{2}}$. Les valeurs des paramètres du modèle (au nombre de 17) sont déterminées en ajustant les énergies calculées sur les énergies trouvées expérimentalement pour une cinquantaine de bas niveaux. A partir de cette méthode, Glaudemans et al. ont obtenu les énergies et les fonctions d'onde de 377 niveaux appartenant aux noyaux de la couche s-d situés dans la région $28 \leq A \leq 40$.

Les calculs de Wildenthal et al. s'effectuent dans un espace vectoriel qui inclut les vecteurs de base avec des particules dans les orbites $1d_{\frac{5}{2}}$, $2s_{\frac{1}{2}}$ et $1d_{\frac{3}{2}}$. Toutefois, afin de simplifier les calculs, le nombre de particules n_1 occupant l'orbite $1d_{\frac{5}{2}}$ est choisi de sorte que $8 \leq n_1 \leq 11$ pour ^{27}Al et $10 \leq n_1 \leq 12$ pour $^{30,31}\text{P}$ et ^{32}S .

Les éléments de matrice décrivant l'interaction effective à deux corps sont les éléments d'une interaction dite de surface (surface delta interaction SDI). L'utilisation de cette forme d'interaction dans les calculs de modèles en couches peut se justifier à partir des travaux effectués antérieurement par Green et Moskowsky (Phys. Rev. 139 (1965) 790) ou Arvieu et Moskowsky (Phys. Rev. 145 (1966) 830), ces auteurs ayant préalablement montré que les parties essentielles de l'interaction résiduelle (interaction quadrupolaire et force d'appariement) n'étaient importantes qu'au voisinage de la surface nucléaire.

L'interaction de surface SDI a été cependant légèrement modifiée par Wildenthal et al. en ajoutant un terme B_T dépendant de l'isospin T ($T=0$ ou $T=1$) des deux particules interagissantes mais indépendant du moment angulaire total. Cette interaction de surface modifiée (MSDI) s'exprime alors sous la forme :

$$V_T (ij) = - 4 \pi A_T \delta (r_i - r_j) f_{ij} + B_T$$

Dans cette expression,

- les paramètres

$$\left\{ \begin{array}{ll} A_T = A_0 & \text{pour } T = 0 \\ A_T = A_1 & \text{" } T = 1 \\ B_T = B_0 & \text{" } T = 0 \\ B_T = B_1 & \text{" } T = 1 \end{array} \right. \text{ ne dépendent que de l'isospin } T$$

- f_{ij} est un opérateur agissant uniquement sur la partie radiale des éléments de matrice.

La spécification de l'hamiltonien effectif complet se fait donc à l'aide de 7 paramètres (A_0 , A_1 , B_0 , B_1 et les trois énergies de particule individuelle $\epsilon_{s\frac{1}{2}}$, $\epsilon_{d\frac{3}{2}}$ et $\epsilon_{d\frac{5}{2}}$). Les valeurs de ces paramètres sont ajustées par une méthode de χ^2 jusqu'à ce que l'on obtienne un accord satisfaisant entre les énergies expérimentales d'un bon nombre de bas niveaux connus et les énergies calculées correspondantes.

L'utilisation d'une interaction MSDI conduit parfois à des désaccords importants entre les résultats expérimentaux et théoriques (surtout pour certains noyaux de la région $A = 18-22$ ou pour $A = 38$). Afin d'atténuer ces divergences, Wildenthal et al. ont effectué des calculs quelque peu différents s'appliquent aux noyaux de masse $30 \leq A \leq 35$. Dans ces calculs (FPSDI), l'hamiltonien MSDI sert de point de départ, les éléments de matrice à deux corps correspondant aux orbites $2s\frac{1}{2}$ et $1d\frac{3}{2}$ (au nombre de 15) sont traités comme des paramètres indépendants, enfin les 7 paramètres du modèle MSDI sont réajustés. Le choix de cet hamiltonien FPSDI (free parameter surface delta interaction) peut trouver sa justification dans le fait que les orbites $2s\frac{1}{2}$ et $1d\frac{3}{2}$ jouent le rôle prépondérant dans la structure des niveaux des noyaux envisagés et qu'il est très important d'obtenir les meilleures valeurs possibles des éléments de matrice impliquant ces orbites. En fait, l'accord expérience-théorie (avec le modèle FPSDI) n'est pas meilleur que celui obtenu avec le modèle MSDI. Ceci tend à montrer que les degrés de liberté du calcul MSDI sont suffisants.

BIBLIOGRAPHIE

- AD 74 A. ADAM et J. CABE
Nucl. Instr. Meth. 121 (1974) 339
- AL 69 W.P. ALFORD, D. CLINE, H.E. GOVE, K.H. PURSER et S. SKORKA
Nucl. Phys. A 130 (1969) 119.
- AS 68 R.J. ASCUITTO, D.A. BELL et J.P. DAVIDSON
Phys. Rev. 176 (1968) 1323
- BA 69 J. BAR-TOUV et A. GOSWAMI
Phys. Lett. 28B (1969) 391
- BE 64 R. BERTINI, F. BECK, J. CHEVALLIER et A. KNIPPER
Rapport interne, Strasbourg (1964)
- BE 66 M. BETIGERI, R. BOCK, H.H. DUHM, S. MARTIN et R. STOCK
Z. Naturforsch. 21A (1966) 980
- BE 73 a T.A. BELOTE, D. ROAF et D.F.H. START
Bull. Am. Phys. Soc. 18 (1973) 678
- BE 73 b G. BERRIER-RONSIN
Thèse, Université de Paris, (1973)
- BH 62 K.H. BHATT
Nucl. Phys. 39 (1962) 375
- BI 65 G.R. BISHOP, A. BOTTINO et R.M. LOMBARD
Phys. Lett. 15 (1965) 323
- BO 69 W. BOHNE et al.
Nucl. Phys. A 131 (1969) 273
- BO 71 J. BOMMER et al.
Nucl. Phys. A160 (1971) 577
- BO 73 J.R. BOBITT III, M.P. ETTEN et G.H. LENZ
Nucl. Phys. A203 (1973) 353
- CA 70 B. CASTEL, K.W.C. STEWART et M. HARVEY
Can. J. Phys. 48 (1970) 1490

- CH 66 B.E. CHI
Nucl. Phys. 83 (1966) 97
- CH 72 S. CHEN, J. RAPAPORT, H. ENGE et W.W. BUECHNER
Nucl. Phys. A197 (1972) 97
- CH 74 Y.T. CHENG, A. GOSWAMI, M.J. THROOP et D.K. McDANIELS
Phys. Rev. C9 (1974) 1192
- CO 69 a R.G. COUCH, F.G. PEREY, J.A. BIGGERSTAFF et K.K. SETH
Phys. Lett. 29B (1969) 657
- CO 69 b R. COKER et T. TAMURA
Phys. Rev. 182 (1969) 1277
- CO 72 a G. COSTA et F.A. BECK
Nucl. Phys. A181 (1972) 132
- CO 72 b W.F. COETZEE, M.A. MEYER et D. REITMANN
Nucl. Phys. A185 (1972) 644
- CO 73 S. COTANCH et D. ROBSON
Nucl. Phys. A209 (1973) 301
- CO 75 B.J. COLE, A. WATT et R.R. WHITEHEAD
J. of Phys. G1 (1975) 213
- CR 68 G.M. CRAWLEY et G.I. GARVEY
Phys. Rev. 167 (1968) 1070
- CU 65 B. CUJEC, W.G. DAVIES, W.K. DAWSON, T.B. GRANDY, G.C. NEILSON
et K. RAMAVATARAM
Phys. Lett. 15 (1965) 266
- CU 69 J.R. CURRY, W.R. COKER et P.J. RILEY
Phys. Rev. 185 (1969) 1416
- DA 65 W.G. DAVIES, W.K. DAWSON et G.C. NEILSON
Phys. Lett. 19 (1965) 576
- DE 72 D. DEHNHARD
Phys. Lett. 38B (1972) 389
- DE 73 a M.J.A. DE VOIGT et B.H. WILDENTHAL
Nucl. Phys. A206 (1973) 305
- DE 73 b C. DÉTRAZ, C.S. ZAIDINS, D.J. FRANTSVOG, R.L. WILSON et
A.R. KUNSELMAN
Nucl. Phys. A203 (1973) 414
- DJ 72 A. DJALOEIS et J. NURZYNSKI
Nucl. Phys. A181 (1972) 280
- DY 71 W.W. DYKOSKI et D. DEHNHARD
John H Williams Laboratory, report C00-1265-116 (1971) p. 62

- DY 73 W.W. DYKOSKI
Thesis, University of Minnesota, (1973)
- EN 67 P.M. ENDT et C. VAN DER LEUN
Nucl. Phys. A105 (1967) 1
- EN 73 P.M. ENDT et C. VAN DER LEUN
Nucl. Phys. A214 (1973) 1
- EV 67 D. EVERS, J. HERTEL, T.W. RETZ-SCHMIDT et S.J. SKORKA
Nucl. Phys. A91 (1967) 472
- FA 70 H. FARAGGI
Supplément au Journal de Physique, Colloque n° 2, (1970) p. C2-65
- FE 68 A.T.G. FERGUSON, L. NILSSON et N. STARFELT
Nucl. Phys. A 111(1968) 423
- FI 67 A.A. FIFE, G.C. NEILSON et W.K. DAWSON
Nucl. Phys. A91 (1967) 164
- FR 61 J.B. FRENCH et M.H. MACFARLANE
Nucl. Phys. 26 (1961) 168
- FR 69 J.B. FRENCH, E.C. HALBERT, J.B. MCGRORY et S.S.M. WONG dans
Advances in Nuclear Physics, ed. M. Baranger, E. Vogt, vol. 3
(Plenum Press, New-York, (1969)) p. 193
- GA 71 G.T. GARVEY et al.
Nucl. Phys. A160 (1971) 25
- GL 64 P.W.M. GLAUDEMANS, G. WIECHERS et P.J. BRUSSAARD
Nucl. Phys. 56 (1964) 529, 548
- GR 68 A. GRAUE, L. HERLAND, J.R. LIEN et E.R. COSMAN
Nucl. Phys. A120 (1968) 513
- GR 70 a J.A.R. GRIFFITH, M. IRSHAB, O. KARBAN et S. ROMAN
Nucl. Phys. A146 (1970) 193
- GR 70 b M.W. GREENE, L.L. GREEN et G.D. JONES
Phys. Lett. 32B (1970) 680
- HA 69 a R.C. HAIGHT
Thesis, Princeton University, (1969)
- HA 69 b G.I. HARRIS, A.K. HYDER et J. WALINGA
Phys. Rev. 187 (1969) 1413
- HA 70 O. HAUSSER, T.K. ALEXANDER, A.B. MC DONALD et D.W. DIAMOND
Nucl. Phys. A175 (1970) 593
- HE 74 R.C. HERTZOG, L.L. GREEN, M.W. GREENE et G.D. JONES
J. of Phys. A7 (1974) 72

- HI 60 S. HINDS et R. MIDDLETON
Proc. Phys. Soc. 76 (1960) 553
- HO 64 B.W. HOOTON
Nucl. Instr. Meth. 27 (1964) 338
- HO 71 P.E. HODGSON dans
Nuclear Reactions and nuclear structure (Clarendon Press,
Oxford, 1971), p. 292
- HO 74 G.W. HOFFMANN et al.
Phys. Lett. 50B (1974) 249
- HU 74 A.H. HUSSEIN, G.C. NEILSON, W.J. McDONALD et W.K. DAWSON
Can. J. Phys. 52 (1974) 1288
- IN 71 F. INGEBRETSEN et al.
Nucl. Phys. A161 (1971) 433
- JA 73 J. JÄNECKE
Nucl. Phys. A204 (1973) 497
- KA 72 E.A. KAMYKOWSKI et C.P. BROWNE
Phys. Rev. C6 (1972) 1644
- KA 73 J. KALIFA, G. ROTBARD, M. VERGNES et G. RONSIN
J. Physique 34 (1973) 139
- KO 72 R.L. KOZUB et D.H. YOUNG BLOOD
Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 1529
- KO 73 S. KOH et Y. ODA
Phys. Rev. C8 (1973) 2501
- KU 67 P.D. KUNZ
Université du Colorado, rapport C00-535-613, (1967)
- KU 69 P.D. KUNZ, E. ROST et R.R. JOHNSON
Phys. Rev. 177 (1969) 1737
- LA 66 T. LAURITSEN et F. AJZENBERG-SELOVE
Nucl. Phys. 78 (1966) 1
- LA 67 B. LAWERGREN
Nucl. Phys. A 90 (1967) 101.
- LA 70 H. LACEK et U. STROHBUSCH
Z. Physik. 233 (1970) 101
- LA 73 M. LAMBERT, P. MIDY et P. DESGROLARD
Phys. Rev. C8 (1973) 1728
- LU 70 H.F. LUTZ, D.W. HEIKKINEN, W. BARTOLINI et T.H. CURTIS
Phys. Rev. C2 (1970) 981

- MA 69 M.H. MACFARLANE
Proc. Conf. on properties of nuclear states, Montreal (1969), p. 385
- MA 73 H. MACKH, H. OESCHLER, G.J. WAGNER, D. DEHNHARD et H. OHNUMA
Nucl. Phys. A202 (1973) 497
- MC 70 J.E. MCQUEEN, J.M. JOYCE et E.J. LUDWIG
Nucl. Phys. A147 (1970) 81
- ME 62 A. MESSIAH
Mécanique quantique, DUNOD, 1962
- ME 69 M.C. MERMAZ, C.A. WHITTEN et D.A. BROMLEY
Phys. Rev. 187 (1969) 1466
- ME 74 F. MEURDERS et A. VAN DER STELD
Nucl. Phys. A230 (1974) 317
- MI 70 P. MIDY
Thèse 3ème cycle, Université de Lyon, 1970
- MO 69 C.E. MOSS
Nucl. Phys. A124 (1969) 440
- MO 70 R.A. MORRISON
Nucl. Phys. A140 (1970) 97
- NA 70 K. NAKAI, J.L. QUEBERT, F.S. STEPHENS et R.M. DIAMOND
Phys. Rev. Lett. 24 (1970) 903
- NE 73 G.C. NEILSON
University of Alberta, communication privée (1973)
- OP 62 T.R. OPHEL et B.T. LAWERGREN
Nucl. Phys. 30 (1962) 215
- PA 73 J. PARIKH
Proc. Conf. on nuclear physics, Munich (1973), p. 135
- PE 63 F.G. PEREY
Phys. Rev. 131 (1963) 745
- PE 70 F. PELLEGRINI, I. FILOSOFO et F. GENTILIN
Nuovo Cim. A65 (1970) 311
- PE 72 C.M. PEREY et F.G. PEREY
Nucl. Data Tables 10 (1972) 539
- PI 66 J. PICARD et A.G. DE PINHO
Nuovo Cim. 41B (1966) 239
- PO 70 C.P. POIRIER, J. WALINGA, J.C. MANTHURUTHIL et G.I. HARRIS
Phys. Rev. C1 (1970) 1982
- PR 74 H.G. PRICE, P.J. TWIN, A.N. JAMES et J.F. SCHARPEY-SCHAFER
J. of Phys. A7 (1974) 1151

- RA 66 K. RAMAVATARAM
Phys. Lett. 21 (1966) 690
- RE 72 H. REBEL et al.
Nucl. Phys. A182 (1972) 145
- RI 68 G. RIPKA dans
Advances in nuclear physics, eds. M. Baranger, E. Vogt, vol. 1
(Plenum Press, New-York, 1968) p. 183
- RO 64 M.L. ROUSH, N.A. WILSON et W.F. HORNYAK
Nucl. Instr. Meth. 31 (1964) 112
- RO 65 J.R. ROOK
Nucl. Phys. 61 (1965) 219
- RO 70 H. RÖPKE, V. GLATTES et G. HAMMEL
Nucl. Phys. A156 (1970) 477
- RO 71 H. RÖPKE, V. GLATTES et G. HAMMEL
Nucl. Phys. A172 (1971) 506
- RO 74 H. RÖPKE et al.
Z. Phys. 268 (1974) 391
- SA 58 G.R. SATCHLER
Ann. of Phys. 3 (1958) 275
- SC 68 P. SCHWANDT et W. HAEBERLI
Nucl. Phys. A110 (1968) 585
- SC 73 B. SCHNECK et A. HOFMANN
Z. Phys. 260 (1973) 35
- SH 67 D.M. SHEPPARD et C. VANDER LEUN
Nucl. Phys. A100 (1967) 333
- SH 69 E. SHELDON et R.H. STRANG
Comp. Phys. Comm. 1 (1969) 35
- SH 73 E. SHELDON et V.C. ROGERS
Comp. Phys. Comm. 6 (1973) 99
- SI 66 R.H. SIEMSEN, G.C. MORRISON, B. ZEIDMAN et H. FUCHS
Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 1050
- SI 72 B.P. SINGH, B. CASTEL, I.P. JOHNSTONE et K.W.C. STEWART
Phys. Rev. C5 (1972) 1613
- TA 67 T. TAMURA
Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 321
- TE 68 R.E. TEXTOR et V.V. VERBINSKI
Oak Ridge National Laboratory report ORNL-4160 (1968)
- TH 66 V.K. THANKAPPAN
Phys. Rev. 141 (1966) 957

- UZ 72 J. UZUREAU, D. ARDOUIN, R. TAMISIER, L.H. ROSIER et P. AVIGNON
Conf. on nuclear structure study with neutrons, Budapest (1972) p. 14
J. UZUREAU
Thèse 3ème cycle, Université de Nantes, 1972
- UZ 74 a J. UZUREAU, D. ARDOUIN, P. AVIGNON, A. ADAM et B. DUCHEMIN
Nucl. Phys. A230 (1974) 253
- UZ 74 b J. UZUREAU, A. ADAM et S. JOLY
Conf. on nuclear structure and spectroscopy, Amsterdam (1974)
p. 184
- UZ 75 a J. UZUREAU, A. ADAM et S. JOLY
Nucl. Phys. A 250 (1975) 163
- UZ 75 b J. UZUREAU, A. ADAM et O. BERSILLON
Conf. on Neutron Physics, Kiev (1975)
- VA 56 C. VAN DER LEUN, P.M. ENDT, J.C. KLUYVER et L.E. VRENKEN
Physica 22 (1956) 1223
- VA 67 C. VAN DER LEUN, D.M. SHEPPARD et P.M. ENDT
Nucl. Phys. A100 (1967) 316
- VA 73 J.J.M. VAN GASTEREN, A.J.L. VERHAGE et J.F. VAN DER VEEN
Nucl. Phys. A210 (1973) 29
- VE 72 M. VERGNES, Rapport interne, Orsay (1972)
- VE 73 J. VERNOTTE, S. GALES, M. LANGEVIN et J.M. MAISON
Nucl. Phys. A212 (1973) 493
- WA 71 P. WASIELEWSKI et F.B. MALIK
Nucl. Phys. A160 (1971) 113
- WI 64 D. WILMORE et P.E. HODGSON
Nucl. Phys. 55 (1964) 673
- WI 66 C.F. WILLIAMSON, J.P. BOUJOT et J. PICARD
Rapport C.E.A — R 3042 (1966)
- WI 68 B.H. WILDENTHAL et P.W.M. GLAUDEMANS
Nucl. Phys. A 108 (1968) 49
- WI 71 B.H. WILDENTHAL, J.B. McGRORY, E.C. HALBERT et H.D. GRABER
Phys. Rev. C4 (1971) 1708
- WI 73 a B.H. WILDENTHAL et J.B. McGRORY
Phys. Rev. C7 (1973) 714
- WI 73 b B.H. WILDENTHAL
Communication privée, 1973
- WO 70 A.C. WOLFF et H.G. LEIGHTON
Nucl. Phys. A140 (1970) 319

YA 65 YANG SHAN TEH
Acta Phys. Sin.21 (1965) 1522

YO 73 YONG SOOK PARK, A. NIILER et R.A. LINDGREN
Phys. Rev. C8 (1973) 1557

